

Kapitel 4

Validierung der Turbulenzmodelle

Im diesem Kapitel erfolgt eine Validierung der verwendeten Turbulenzmodelle für eine technische Strömung. Der Zweck dieser Validierung besteht darin, geeignete Turbulenzmodelle für Strömungen durch Diffusoren auszuwählen. Diese ausgewählten Modelle sollen in der vorliegenden Arbeit für die Simulation der Strömung in einer speziellen Diffusoranordnung dienen, die für den Übergang von der letzten Verdichterstufe zur Brennkammer von Flugtriebwerken charakteristisch ist und in der Dissertation von **Becker** [3] experimentell untersucht wurde. Die Untersuchung der Eignung von Turbulenzmodellen wird anhand von zwei Kanaldiffusoren durchgeführt: ein beidseitig erweiternder Diffusor in einer ersten Simulationsreihe und ein einseitig erweiternder Diffusor in einer zweiten Simulationsreihe.

Es ist offensichtlich, dass eine Strömung durch Kanal- oder Ringdiffusoren sich unterschiedlich verhält. Eine vorliegende, zweidimensionale Simulation eines Kanaldiffusors dient zur Untersuchung des Verhaltens der verschiedenen Turbulenzmodelle. Die Unterschiede in den Simulationsergebnissen lassen sich überwiegend auf die Vorhersage der Energiewandlung, die Schereffekte und den Druckrückgewinn zurückführen – auf den Einfluss von Drall und Sekundärströmung wird in Kapitel 5 eingegangen.

Für beide untersuchte Kanaldiffusoren wurden Untersuchungen zum numerischen Einfluss der Gitter durchgeführt. Die Unabhängigkeit der Lösung vom Gitter wurde für jedes Turbulenzmodell mit drei verschiedenen Zellendichten überprüft. Mittels des dimensionslosen Wandabstands und des Seitenverhältnisses (ar_w) der wand nächsten Zelle wurden die Gitter erstellt. Für die Rechnungen mit Wandfunktion wurden ein festes Seitenverhältnis von $ar_w = 25$ verwendet und drei Wandabstände von $y^+ = \{20; 27; 35\}$ untersucht. Andererseits wurden bei den Rechnungen mit low-Reynolds-Erweiterung ein festes Seitenverhältnis von $ar_w = 100$ verwendet und

die drei Wandabstände von $y^+ = \{10^{-1}; 10^0; 10^1\}$ untersucht. In Abbildung 4.1 sind beispielhaft die untersuchten Gitterndichte schematisch dargestellt.

Durch den folgenden Algorithmus wurde der mögliche Einfluss der Gitter auf die Strömungsgeschwindigkeit und die turbulente kinetische Energie untersucht:

- 1 Lineare Interpolation der Ergebnisse aus dem feinen und dem groben Gitter auf das mittlere Referenzgitter.
- 2 Normalisierung der absoluten Unterschiede zwischen den Referenz- und den Vergleichswerten.
- 3 Die aus 2. resultierenden Werte wurden nach Riemann über das Rechengebiet integriert und normalisiert.

4.1 Beidseitig erweiternder Diffusor ohne Ablösung

4.1.1 Beschreibung der Geometrie

Schobeiri [50] führte Messungen an einen Diffusorversuchsstand durch, bei dem im offenen Druckbetrieb eine inkompressible Luftströmung mit einer Reynoldzahl von $Re = 3,4 \cdot 10^5$ und einer Machzahl von $Ma_E = 0,21$ untersucht wurde.

Die Diffusormessstrecke besteht aus einem $B = 500 [mm]$ breiten, $H = 80 [mm]$ hohen und $L = 200 [mm]$ langen Rechteckeinlaufkanal an dessen Ende sich der Öffnungswinkel des Diffusors über zwei Drehpunkte ändern lässt.

Für die Vermessung der Geschwindigkeitsverteilung in Strömungsrichtung wurden längs der beiden Seitenwände des Diffusors Sondenbohrungen in Abständen von

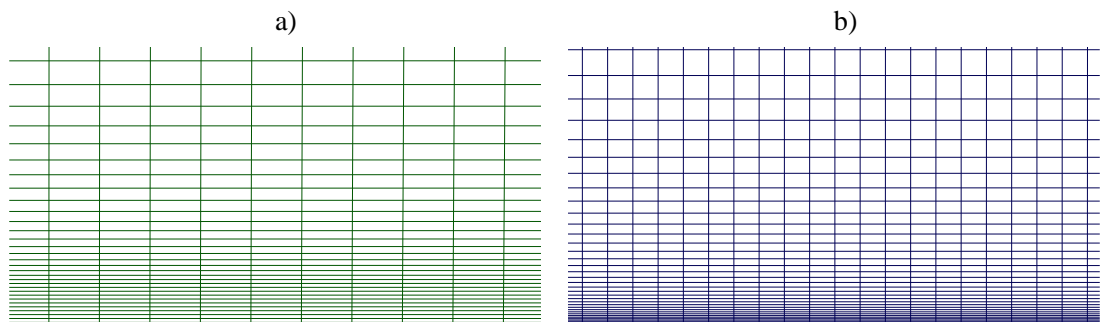


Abbildung 4.1: Untersuchte zweidimensionale Gitter

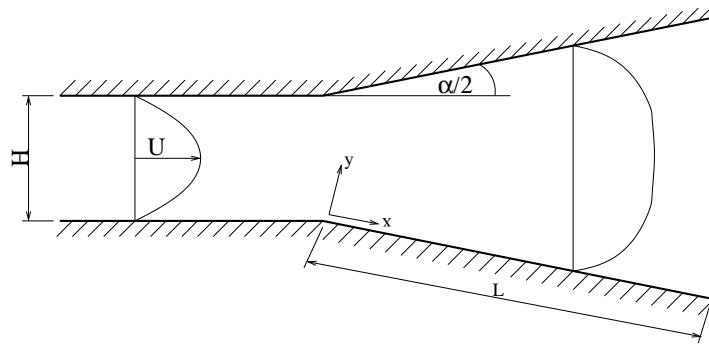


Abbildung 4.2: Beidseitige erweiternde Diffusorgeometrie

je $\frac{x}{H} = \frac{50}{80}$ angebracht. Die Geschwindigkeitsmessungen wurden senkrecht zur Diffusorwand und bei **Schobeiri** [50] an drei verschiedenen Längen-Breiten-Verhältnissen von $\frac{L}{H} = \{4, 6, 8\}$ durchgeführt.

Als Referenz für die Validierung der Turbulenzmodelle wurde der Fall $\frac{L}{H} = 4$ gewählt. Abbildung 4.2 zeigt die schematisierte Geometrie des simulierten beidseitig erweiternden Diffusors, der mit dem Flächenverhältnis von $AR = 1,56$ vollständig beschrieben ist.

Bei der Untersuchung der Anwendbarkeit der einzelnen Turbulenzmodelle wurden ausschließlich Modelle betrachtet deren Ergebnisse konvergiert waren und wie folgt durchgeführt:

- Untersuchung der Gitterunabhängigkeit
- Vergleich der dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile in bestimmten Messebenen
- Vergleich der Grenzschichtdicke sowie der Formparameter
- Bewertung der Vorhersage des Druckkoeffizienten.

4.1.2 Untersuchung der Gitterunabhängigkeit

Die Untersuchung der Gitterunabhängigkeit geht von drei verschiedenen Einzelblockgittern aus. In Tabelle 4.1 sind sowohl die Anzahl der Zellen als auch die Knotenanzahl in axialer- (\hat{i}) sowie in Querrichtung (\hat{j}) zur Hauptströmung zusammengefasst.

In Tabelle 4.2 ist der durchschnittliche Prozentsatz für Komponenten der Geschwindigkeit (u_x , u_y) und Turbulenzintensität (Tu) innerhalb des Rechengebiets

Wand-Behandlung	y^+	Dimension der Blöcke		Zellen Anzahl
		\hat{i}	\hat{j}	
low-Reynolds	0,1	521 x 225		117.225
	1	485 x 177		85.485
	10	457 x 127		58.039
Wand-Funktion	20	261 x 132		34.452
	27	193 x 119		22.967
	35	149 x 105		15.645

Tabelle 4.1: Dimensionen der untersuchten Gitter für den beidseitig erweiternder Diffusor

für Wand-Funktion- und low-Re-Modelle dargestellt. Es ist erkennbar, dass die Ergebnisse der verschiedenen Gitter sehr ähnlich sind, da die Fehler bei fast allen Komponenten und Zellendichten unter 1% liegen. Eine Analyse der einzelnen Komponenten ist nachfolgend aufgeführt:

- der Gittereinfluss auf die Empfindlichkeit der zur Strömungsrichtung senkrechten Komponente und des Turbulenzniveau ist vernachlässigbar.
- bei der Axialgeschwindigkeitskomponente erkennt man beim gröberen Gitter eine höhere Diskrepanz. Dieser Gittereinfluss ist insbesondere bei einigen low-Reynolds-Erweiterungen festzustellen, da die Axialgeschwindigkeitsdifferenz bei beiden $k-\omega$ -Modellen und dem $k-\epsilon$ -Modells nach Launder Sharma mit und ohne Modifikation nach Wang-Stoffel bei ca. 4% liegt.

Trotz dieser Betrachtungen kann ein Einfluss des Gitters auf die Ergebnisse weitgehend ausgeschlossen werden, das in seiner Feinheit dazwischenliegende Gitter wird daher für die nachfolgenden Simulationen ausgewählt.

4.1.3 Einfluss der Randbedingungen

Nach der Betrachtung des Gittereinflusses wurde in weiteren Simulationen ebenfalls der Einfluss der Ein- und Austrittsrandbedingungen mit Hilfe des $k-\omega$ -Modells untersucht. Diese Empfindlichkeitsanalyse der Eintrittsrandbedingungen erfolgte mittels Variation der Strömungseigenschaften am Eintritt sowie durch Einsatz verschiedener Nachdiffusorgebiete am Austritt.

Wand-Funktion Modelle												
	Feines Gitter						Grobes Gitter					
	u_x [%]		u_y [%]		Tu [%]		u_x [%]		u_y [%]		Tu [%]	
$k - \epsilon$	0,990		0,058		0,028		0,411		0,025		0,013	
BSL	0,816		0,048		0,023		1,169		0,089		0,033	
$k - \omega$	0,803		0,048		0,023		0,370		0,022		0,012	
$k - \omega$ Mod.	0,878		0,054		0,022		0,383		0,023		0,011	

low-Reynolds Modelle												
	Feines Gitter						Grobes Gitter					
	u_x [%]		u_y [%]		Tu [%]		u_x [%]		u_y [%]		Tu [%]	
	st.	m.WS	st.	m.WS	st.	m.WS	st.	m.WS	st.	m.WS	st.	m.WS
AB	0,063	0,103	0,005	0,003	0,003	0,003	1,506	1,673	0,079	0,008	0,058	0,059
CH	0,016	0,120	0,001	0,007	0,001	0,006	0,971	0,857	0,048	0,043	0,040	0,039
FLB	0,068	0,076	0,005	0,003	0,004	0,003	1,596	1,792	0,081	0,088	0,064	0,067
LB	0,052	—	0,002	—	0,002	—	1,994	—	0,103	—	0,082	—
LSH	0,174	0,192	0,009	0,011	0,006	0,008	3,425	4,393	0,157	0,193	0,119	0,164
W88LR	0,058	0,059	0,002	0,002	0,003	0,003	4,175	4,185	0,173	0,173	0,162	0,161
W98LR	0,067	0,068	0,003	0,003	0,003	0,003	4,484	4,497	0,190	0,190	0,143	0,142

Tabelle 4.2: Abweichungen berechneter Variablen für verschieden feine Gitter bei dem beidseitig erweiternden Diffusor

Die Einfluss der Nachdiffusorgebiete wurde bei folgenden Fälle betrachtet:

a Ausgangskante parallel zur Eingangskante (Ebener Diffusor, EBE)

b Ausgangskante senkrecht zu Wand (Diffusorende, DIF)

c Kleines Trapez (KTZ)

d Großes Trapez (GTZ)

e Kleines Rechteck (KRK)

f Großes Rechteck (GRK)

g Halbkreisgeometrie (HKG)

h Trompetenform (TRO)

In Abbildung 4.3 ist die Turbulenzverteilung der verwendeten Nachdiffusorgebiete dargestellt. In der Tabelle 4.3 sind die Anzahl der Zellen und die Knotenanzahl in axialer- (\hat{i}) sowie in Querrichtung (\hat{j}) zur Hauptströmung für den Block stromab des Diffusors zusammengefasst.

In den Abbildungen 4.4, 4.5 und 4.6 sind jeweils die Ergebnisse für die Geschwindigkeit (ΔU), die relative Turbulenz (ΔK) und den Druckbeiwert (C_P) der betrachteten Nachdiffusorgebiete dargestellt.

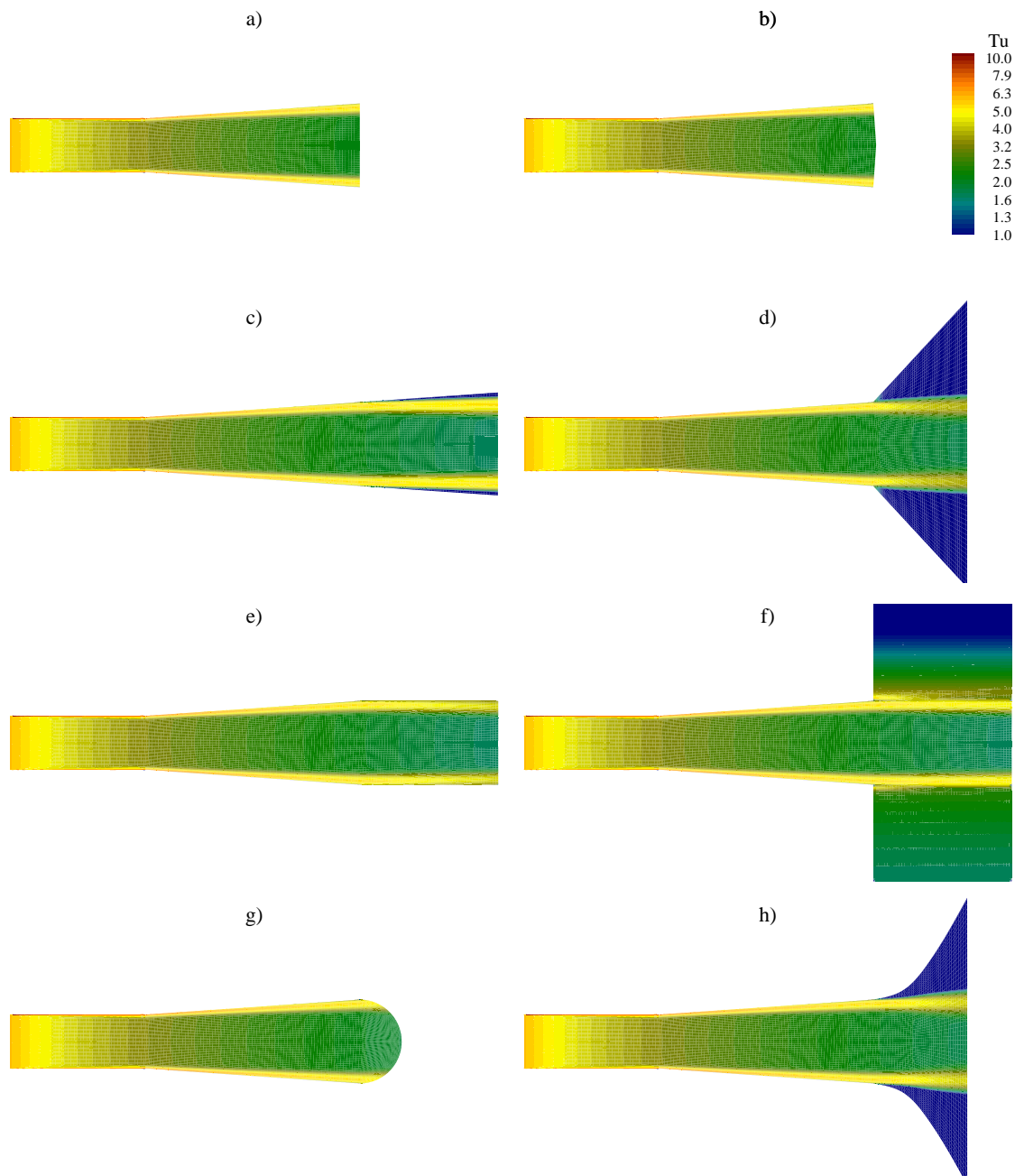


Abbildung 4.3: Turbulenzverteilung der untersuchten Nachdiffusorgebiete

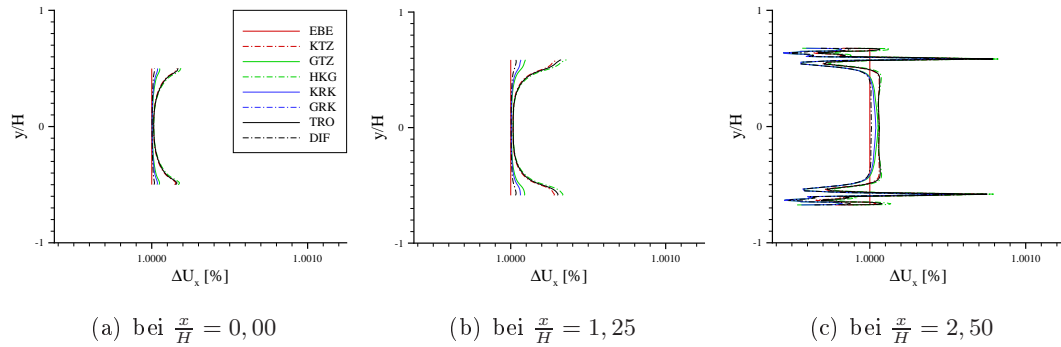


Abbildung 4.4: Relativwerte der Geschwindigkeit

Die Ergebnisse der Geschwindigkeitsprofile für die verschiedenen Geometrien sind in Abbildung 4.4 als relative Abweichung der Axialkomponente (ΔU_x) zu dem „Ebenen“-Fall über die dimensionslose Kanalhöhe aufgetragen und für drei Messebenen $\frac{x}{H} = \{0,00; 1,25; 2,50\}$ dargestellt. Hierbei ist im Vergleich zu der „Ebenen“-Variante eine steigende Abweichung der berechneten Geschwindigkeit aller Nachlaufdiffusorgebiete zu beobachten. Diese Abweichung zeigt sich vor allem in Wandnähe und wächst von $17 \cdot 10^{-3}\%$ am Diffusor Anfang bis $81 \cdot 10^{-3}\%$ am Diffusor Ende, während im Freistrom vernachlässigbare Abweichungen berechnet werden.

Die Ergebnisse der turbulenten kinetischen Energie sind ebenfalls als relative Abweichung zu dem „Ebenen“-Fall über der dimensionslosen Kanallänge in Abbildung 4.5 dargestellt. Wie auch bei der Geschwindigkeit treten die Abweichungen vor allem in Wandnähe auf. Ein Ansteigen der Turbulenz zeigt sich besonders ab $\frac{x}{H} = 2,5$ und ist für den Fall des „Großen Trapez“ mit 0,1 % über der Wand und 0,01 % im Freistrom

Geometrie der Nachdiffusorgebiete	Dimension	Zellen
	\hat{i} \hat{j} des Blockes	Anzahl
Kleines Trapez	145 x 120	17.400
Großes Trapez	145 x 120	17.400
Kleines Rechteck	145 x 120	17.400
Großes Rechteck	145 x 220	31.900
Halbkreisgeometrie	109 x 120	13.080
Trompetenform	145 x 120	17.400

Tabelle 4.3: Dimensionen des Stromaufblockes

am größten.

Der Verlauf des Druckbeiwertes ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Abbildung 4.6(a) zeigt den berechneten Verlauf des Druckbeiwertes über den gesamten Kanal während Abbildung 4.6(b) nur das letzte Viertel darstellt. Bei dem globalen Verlauf wurde kein deutlicher Blockvorteil beobachtet und alle „Umgebungsblöcke“ lieferten gute Vorhersagen. Die Abweichung im Bereich des letzten Viertels zeigt eine Abweichung von 0,0004 % zwischen den Berechnungen ohne zusätzliche Blöcke (DIF und EBE) und denen mit zusätzlichen „Umgebungsblöcken“.

Die Unterschiede der verschiedenen Konfigurationen in der Vorhersage der Geschwindigkeit, der Turbulenz und des Druckbeiwertes liegen im Zehntel-Prozent-Bereich, so dass von keinem erheblichen Einfluss der verschiedenen Geometrien auszugehen ist und der Einfluss der „Umgebungsblöcke“ als vernachlässigbar zu betrachten ist.

Mittels Variation des Geschwindigkeitsprofils am Eintritt wurde die Empfindlichkeit der verschiedenen Turbulenzmodelle auf Änderungen der Randbedingungen analysiert. Da in der Arbeit von **Schobeiri** [50] kein eindeutiges Geschwindigkeitsprofil am Eintritt definiert ist, wurde die Empfindlichkeit anhand verschiedener gewählter Eingangsgeschwindigkeitsprofile untersucht. Als Kriterium wurde der Ausbildungsgrad der Strömung im Kanal gewählt und von nicht ausgebildet (0%) bis zur voll ausgebildete Strömung (100%) in 10 Prozent-Schritten untersucht.

Die Ergebnisse der berechneten Grenzschichtdicken und der Turbulenzgrade für die verschiedenen Eingangsprofile sind in der Abbildung 4.7 dargestellt. Die Profilkontur der Grenzschicht wurde mit Hilfe der Gleichung (2.2) ermittelt und die der Tur-

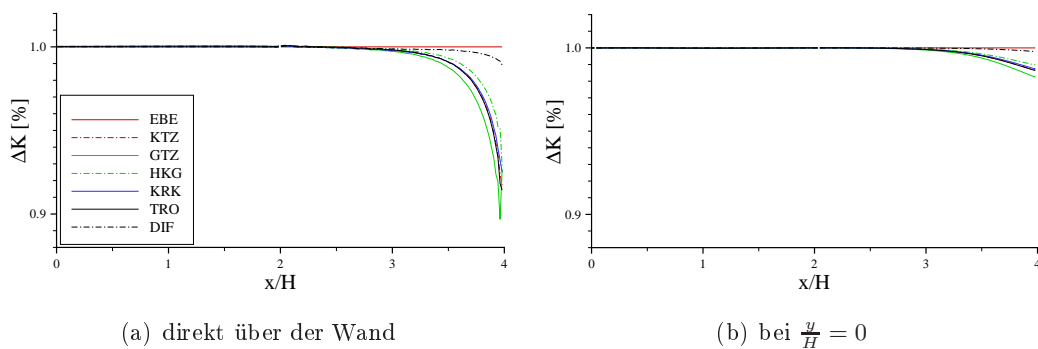


Abbildung 4.5: Relativwerte der Turbulenz

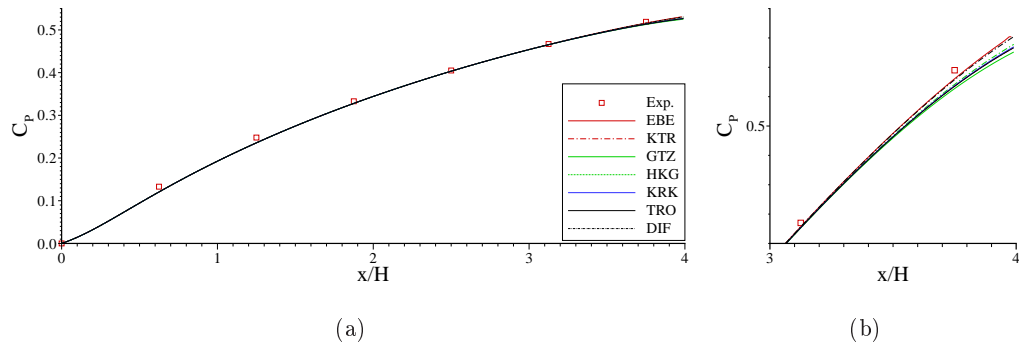


Abbildung 4.6: Verlauf des Druckbeiwertes für verschiedene Umgebungsblöcke

bulenzwerte mit den Gleichungen (3.77) und (3.78), wobei eine Eingangsturbulenz von $Tu = 2\%$ angenommen wurde [61]. Ein Einfluss auf die prognostizierte Grenzschichtdicke im Diffusor ($\frac{x}{H} = 0$) ist nur bis zu einer zu 20 % Prozent ausgebildeten Strömung feststellbar.

In Abbildung 4.7(b) wurde die Entwicklung des Turbulenzgrads bei $\frac{y}{H} = 0$ dargestellt. Ähnlich zum Grenzschichtverlauf zeigt die Darstellung das Verhalten für Eingangsprofile von nicht entwickelter bis vollständig entwickelter Strömung. Bis $\frac{x}{H} = -2$ lässt sich eine Turbulenzsteigerung erkennen, deren Schwankungen sich bis zum Diffusor Anfang wieder stabilisieren. Am Diffusor Anfang bildet sich eine Turbulenzdelle, wie sie bei einem zu 50% entwickelten Eintrittsprofil sinnvoll wäre. D.h. von den untersuchten Strömungsentwicklungen für die Profile ab 40% der Halbkanalhöhe wurde eine erhebliche Steigerung der turbulenten Intensität beobachtet. In den folgenden Berechnungen wird zur Validierung der Turbulenzmodelle ein zu 20% entwickeltes

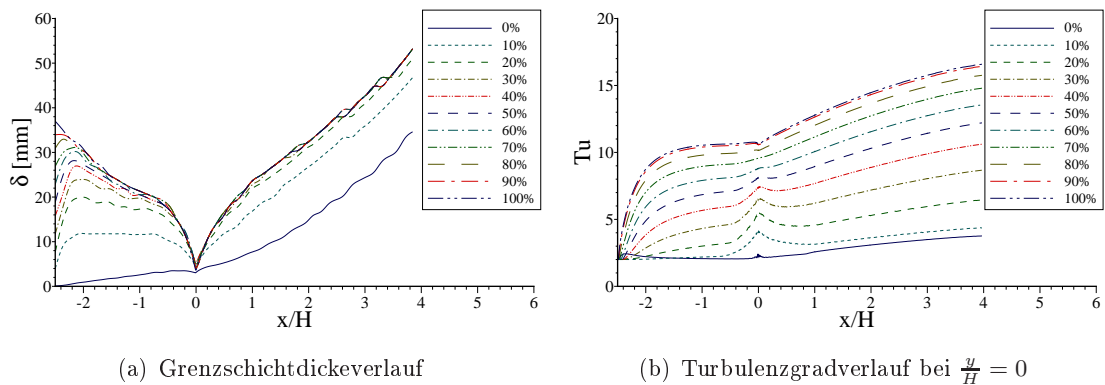


Abbildung 4.7: Einfluss der Geschwindigkeitsprofile am Eintritt

Wand-Funktion Modelle								
$\frac{x}{H} =$	0,625		1,250		2,500		3,750	
$k - \epsilon$	6,967		5,323		3,772		2,923	
BSL	4,354		2,964		2,449		2,990	
$k - \omega$	7,555		5,952		4,404		3,567	
$k - \omega$ Mod.	7,665		6,332		4,741		4,020	
low-Reynolds Modelle								
$\frac{x}{H} =$	0,625		1,250		2,500		3,750	
	standard	mit WS	standard	mit WS	standard	mit WS	standard	mit WS
AB	5,740	5,449	2,904	2,116	2,142	2,295	1,857	1,332
CH	6,218	5,906	4,147	3,254	3,259	2,809	2,231	1,785
FLB	6,061	5,885	3,280	2,476	2,304	2,025	1,393	2,042
LB	6,291	—	3,916	—	3,140	—	1,686	—
LSH	5,863	5,513	3,437	2,600	2,782	2,263	1,293	1,138
W88LR	7,333	7,338	6,169	6,154	4,924	4,888	4,559	4,534
W98LR	7,180	7,178	5,784	5,752	4,665	4,624	4,150	4,037

Tabelle 4.4: Quadratisches Mittel [%] des Geschwindigkeitsprofilabstandes

Geschwindigkeitsprofil verwendet.

4.1.4 Geschwindigkeitsverteilung

Die numerischen und experimentellen Ergebnisse wurden anhand der Grenzschichtentwicklung in Strömungsrichtung verglichen. Das normierte Geschwindigkeitsverhältnis $\frac{u}{U}$ wurde dabei halblogarithmisch über y^+ aufgetragen. Diese Art der Darstellung bietet den Vorteil, dass die viskose Unter- und Übergangsschicht, die logarithmische Wandschicht und die äußere Schicht erkennbar dargestellt werden.

Die Geschwindigkeitsverteilungen in den Abbildungen 4.8 bis 4.10 sind jeweils für die Messebenen $\frac{x}{H} = \{0, 625; 1, 250; 2, 500; 3, 750\}$ dargestellt. Der Abstand der zur Wand senkrechten Messebenen wurde dabei anhand der Eintrittskanalhöhe H normiert und der Punkt $x = 0$ markiert den Anfang des Diffusors. Die Geschwindigkeitsprofile der einzelnen Turbulenzmodelle sind jeweils über dem um eine Zehner-Potenz verschobenen dimensionslosen Wandabstand dargestellt.

Die Abweichungen zwischen den experimentellen und numerischen Ergebnissen wurden anhand der Methode der kleinsten Quadrate berechnet und in Tabelle 4.2 für die untersuchten Turbulenzmodelle zusammengefasst. Für die Darstellung wurden die

Turbulenzmodelle wie folgt gruppiert:

- Die Wand-Funktions Modelle (Abbildung 4.8)
- Die $k - \epsilon$ low-Reynolds Erweiterungen (Abbildung 4.9)
- Die $k - \omega$ low-Reynolds Erweiterungen (Abbildung 4.10)

Um eine qualitative Aussage für die low-Reynolds Erweiterungen treffen zu können, werden diese in den Abbildungen 4.9 und 4.10 nicht nur mit den experimentellen Ergebnissen sondern auch mit einem Wand-Funktionsmodell (WF) verglichen. Die Ergebnisse der Berechnungen mit der Modifikation nach **Wang-Stoffel** [65] (WS) sind ebenfalls in den Abbildungen dargestellt.

Besonders für die Messebene $\frac{x}{H} = 0,625$ lieferte keines der untersuchten Turbulenzmodelle eine gute Geschwindigkeitsprofilbeschreibung. Dieser Umstand kann durch den Einfluss der Modellierung des Diffusoransangs erklärt werden. Abbildung 4.11 zeigt beispielhaft das für die Berechnungen mit den Wand Funktionen verwendete Gitter. Der Bereich des Diffusoransangs wurde bei der Gittererstellung nicht gesondert betrachtet und zeigt, wie ungeeignet globale Bedingungen der Gitterqualität besonders im Bereich des Krümmungsradius sind.

Die besten Ergebnisse lieferte das Hybridmodell von Menter, und es ist zu beobachten, dass diese Mischung des $k - \epsilon$ - und $k - \omega$ -Modells am geringsten auf das Gitter reagierte. Entlang des Diffusors verbesserten sich die berechneten Geschwindigkeitsprofile aller $k - \epsilon$ basierten Modelle, da der Einfluss des Gitters am Diffusoransang abklingt. Diese Reaktion auf den Krümmungseffekt ist bei den $k - \omega$ Modellen nicht festzustellen (vgl. Abbildung 4.10). Dieses ist insbesondere auf die Schwäche der $k - \omega$ Modelle im Freistrom zurückzuführen, wodurch die

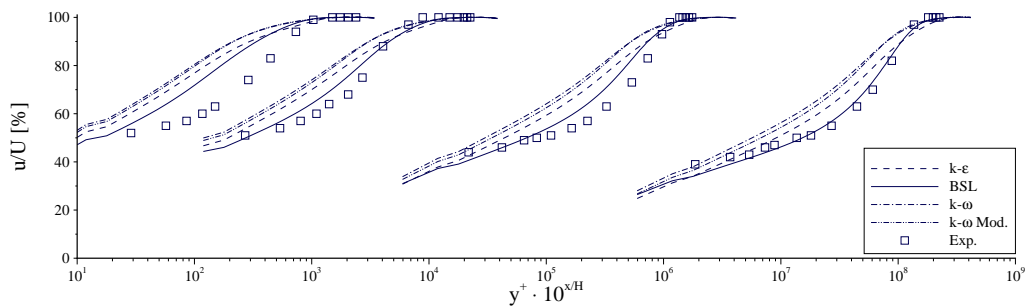


Abbildung 4.8: Geschwindigkeitsprofile an Messebenen für die Wand-Funktion Modelle

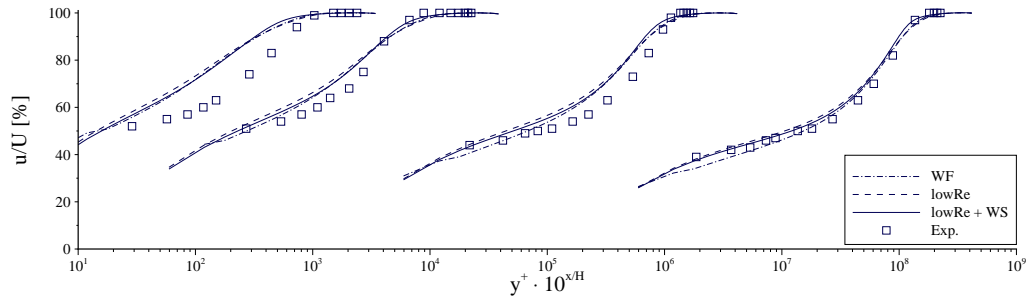
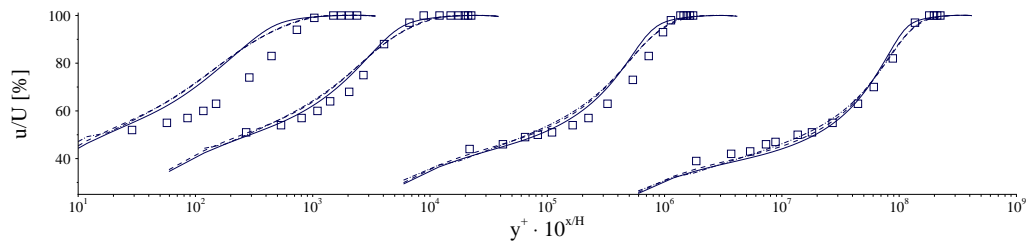
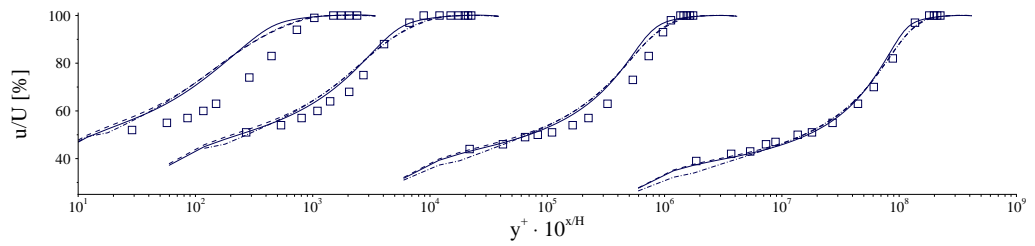
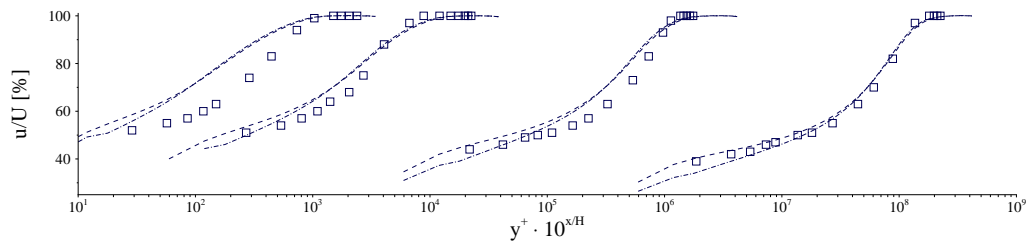
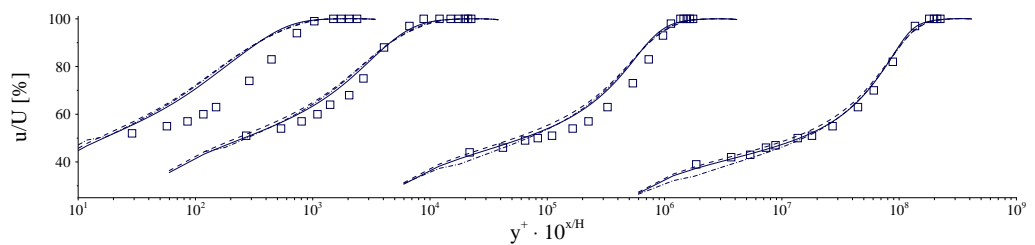

 (a) $k - \epsilon$ low-Reynolds Abid

 (b) $k - \epsilon$ low-Reynolds Chien

 (c) $k - \epsilon$ low-Reynolds Fan, Lakshminarayana und Barnett

 (d) $k - \epsilon$ low-Reynolds Lam-Bremhorst

 (e) $k - \epsilon$ low-Reynolds Launder-Sharma

 Abbildung 4.9: Geschwindigkeitsprofile an Messebenen für die $k - \epsilon$ low-Reynolds Modelle

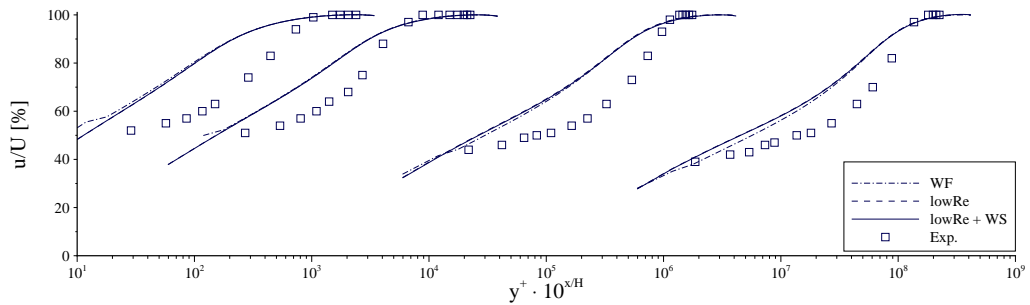
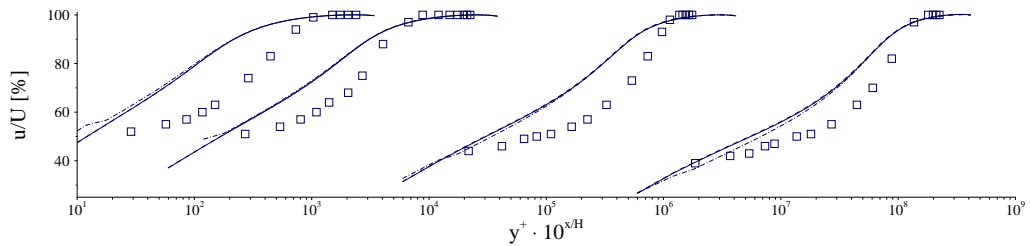

 (a) $k - \omega$ low-Reynolds '88

 (b) $k - \omega$ low-Reynolds '98

 Abbildung 4.10: Geschwindigkeitsprofile an Messebenen für die $k - \omega$ low-Reynolds Modelle

Stromabwärtsbedingungen nicht ausreichend beeinflusst werden konnten. Dieses Phänomen ist sowohl für die Wand-Funktion Modelle als auch für die low-Reynolds Modelle festzustellen, die fast die gleichen Geschwindigkeitsverteilungen lieferten.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass man bei den $k - \epsilon$ Modellen eine Vorhersageverbesserung vom Diffusor Anfang bis zur letzten Messebene beobachten kann. Bereits ab $\frac{x}{H} = 1,350$ liefern die Rechnungen mit diesen Modellen befriedigende Ergebnisse in Wandnähe ($y^+ < 150$) sowie im Bereich des Freistromes ($y^+ < 875$) und

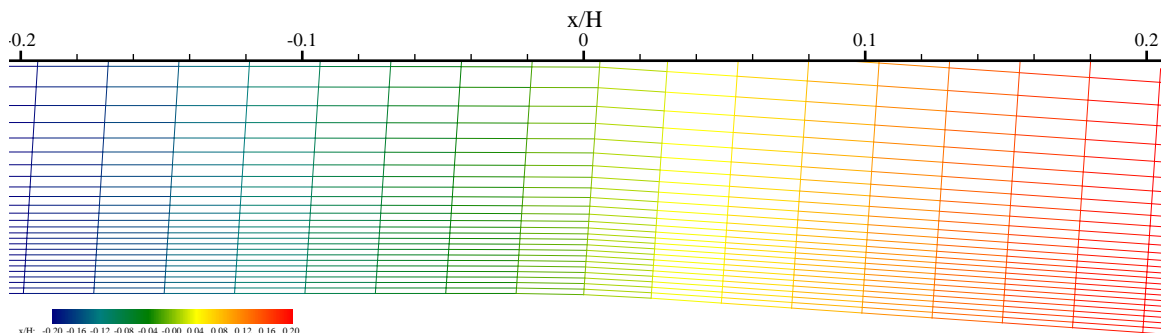


Abbildung 4.11: Gitterbehandlung am Diffusor Anfang (Wand Funktion)

erreichten eine Genauigkeit von fast 1% gegen Ende des untersuchten Gebiets. Bei den Ergebnissen an der letzten Messebene ($\frac{x}{H} = 3,750$) liefern die untersuchten $k - \epsilon$ Modelle durchweg gute Ergebnisse, wobei das $k - \epsilon$ Modell von Launder-Sharma am besten passt. Durch die Verwendung der Wang-Stoffel-Modifikation lassen sich die Ergebnisse des Launder-Sharma-Modells noch um 10% verbessern. Ein positiver Einfluss geht auch von der Modifizierung anhand der Kato-Launder-Terme aus, der sich ebenfalls bei den anderen untersuchten $k - \epsilon$ low-Reynolds Modellen bemerkbar machte. Dieser Effekt geht von den Dehnungs- und Rotationstensoren aus, deren Effekte beobachtet werden, wenn der Freistrom erreicht wird (z.B. $k - \epsilon$ -Fan, Lakshminarayana und Barnett) oder an den Stellen, an dem der höchste Gradient zwischen Wandabstand und Geschwindigkeit vorliegt (z.B. $k - \epsilon$ -Abid).

4.1.5 Grenzschichtdicke

Für die Analyse der simulierten Grenzschichtdicke werden die erhaltene Verdrängungsdicke (δ_1), die Impulsverlustdicke (δ_2) und der Formparameter (H_{12}) mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

In Tabelle 4.5 sind die experimentellen und berechneten Ergebnisse der Verdrängungsdicke und der Impulsverlustdicke für sieben Messebenen aufgeführt und in den Abbildungen 4.12 und 4.13 für die einzelnen Turbulenzmodelle dargestellt. Die Auswertungen für den Formparameter (H_{12}) sind in Tabelle 4.6 und der Abbildung 4.14 veranschaulicht.

Wie bereits im Kapitel 4.1.4 kann auch hier das Verhalten der Turbulenzmodelle in die zwei Bereiche vor dem Diffusor Anfang und ab dem Diffusor unterteilt werden. Entlang des Diffusors wird die Grenzschichtdicke von den $k - \epsilon$ basierten Modellen um ca. 10 % überschätzt. Außer bei dem $k - \epsilon$ Launder-Sharma Modell zeigt sich auch hier ein deutlich positiver Einfluss der Wang-Stoffel Modifikation auf die Ergebnisse. Die $k - \omega$ Modelle erreichen im Bereich vor dem Diffusor nur ca. 60 % der Grenzschichtdicken der $k - \epsilon$ Modelle, sind aber im Bereich des Diffusors in ihren Ergebnissen hervorragend. Insbesondere gilt dies für das modifizierte $k - \omega$ low-Reynolds Modell. Bei dieser Betrachtung zeigte sich besonders die Überlegenheit der besseren Berechnung der Strömung in Wandnähe durch die $k - \omega$ Modelle, sowie die bessere Berechnung der Strömung in der Nähe eines Festkörpers durch die low-Reynolds Erweiterungen im Vergleich zu den weniger dichten Gittern der Wandfunktionsmodelle, die in diesem Fall keine zufriedenstellenden Ergebnisse lieferten. Auch das BSL Modell von Menter

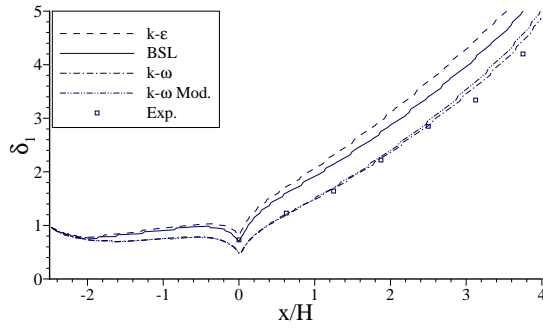
$\frac{x}{H} =$	$\delta_1 [mm]$							$\delta_2 [mm]$						
	0	$\frac{5}{8}$	$\frac{10}{8}$	$\frac{15}{8}$	$\frac{20}{8}$	$\frac{25}{8}$	$\frac{30}{8}$	0	$\frac{5}{8}$	$\frac{10}{8}$	$\frac{15}{8}$	$\frac{20}{8}$	$\frac{25}{8}$	$\frac{30}{8}$
	Experimentell Dateien							Experimentell Dateien						
	0,73	1,23	1,64	2,22	2,85	3,34	4,2	0,57	0,85	1,13	1,47	1,84	2,13	2,59
	Wand-Funktion Modelle							Wand-Funktion Modelle						
$k - \epsilon$	0,69	1,39	1,97	2,63	3,43	4,32	5,37	0,54	0,99	1,36	1,76	2,24	2,75	3,35
BSL	0,62	1,31	1,84	2,47	3,20	4,02	5,02	0,50	0,97	1,32	1,73	2,17	2,67	3,25
$k - \omega$	0,48	1,21	1,69	2,26	2,86	3,59	4,45	0,39	0,92	1,26	1,65	2,05	2,53	3,08
$k - \omega$ Mod.	0,46	1,04	1,48	2,01	2,63	3,30	4,16	0,36	0,76	1,05	1,39	1,79	2,21	2,74
	low-Reynolds Modelle							low-Reynolds Modelle						
AB	0,58	1,22	1,71	2,29	3,00	3,78	4,68	0,45	0,88	1,21	1,57	2,01	2,46	2,97
AB+WS	0,55	1,16	1,64	2,21	2,91	3,67	4,63	0,42	0,81	1,12	1,47	1,89	2,33	2,86
CH	0,58	1,21	1,69	2,26	2,90	3,65	4,56	0,45	0,88	1,21	1,59	2,00	2,47	3,02
CH+WS	0,58	1,19	1,66	2,20	2,87	3,62	4,52	0,44	0,85	1,16	1,51	1,93	2,39	2,93
FLB	0,59	1,21	1,72	2,27	2,97	3,74	4,62	0,46	0,89	1,22	1,57	2,01	2,47	2,98
FLB+WS	0,53	1,13	1,63	2,19	2,86	3,63	4,54	0,40	0,80	1,13	1,48	1,89	2,35	2,87
LB	0,61	1,26	1,77	2,32	3,04	3,80	4,70	0,48	0,93	1,27	1,64	2,10	2,56	3,09
LSH	0,60	1,24	1,72	2,28	2,95	3,70	4,58	0,46	0,90	1,22	1,59	2,01	2,48	3,00
LSH+WS	0,60	1,23	1,72	2,30	2,96	3,76	4,63	0,46	0,88	1,20	1,57	1,98	2,47	2,97
W88LR	0,43	1,12	1,53	2,02	2,58	3,18	3,93	0,33	0,85	1,15	1,50	1,90	2,31	2,82
W88LR+WS	0,43	1,11	1,57	2,07	2,65	3,27	4,04	0,33	0,85	1,18	1,54	1,95	2,38	2,90
W98LR	0,45	1,11	1,57	2,04	2,62	3,24	4,02	0,34	0,83	1,16	1,48	1,88	2,29	2,80
W98LR+WS	0,44	1,13	1,57	2,08	2,69	3,33	4,14	0,34	0,85	1,16	1,52	1,94	2,37	2,90

Tabelle 4.5: Verdrängungs- (δ_1) und Impulsverlustdicke (δ_2)

liefert keine richtige Dicke der Grenzschicht, jedoch sind seine Ergebnisse besser als die der anderen Standard $k - \epsilon$ Modelle.

Bei Betrachtung der Formparameterkurven in der Abbildung 4.14 ist keine Singularität entlang des Diffusors zu erkennen, d.h. die bei $\frac{x}{H} = 0,625$ gemessene Delle lässt sich durch die numerischen Berechnungen nicht nachweisen. Dieser Wert scheint ungeeignet für die weiteren Untersuchungen, da er durch keine RANS Berechnung zu erreichen ist. Wenn dieser jedoch als Ausnahme gesehen wird und aus der experimentellen Datenreihe gelöscht wird, so zeigt sich, dass das Menter Modell den Formparameter am besten beschreibt. Dieses Wand-Funktions Modell liefert im Vergleich zu den low-Reynolds Erweiterungen wie dem $k - \epsilon$ -Fan et al. Modell vergleichbare Ergebnisse und sogar bessere als das $k - \epsilon$ -Lam-Bremhorst Modell. Eine bessere Beschreibung des Formparameters als mit dem BSL-Modell wird nur durch das $k - \epsilon$ -Abid Modell erreicht.

Bei den Ergebnissen der $k - \omega$ Modelle fällt auf, dass die Grenzschichtdicke gut berechnet wird, der Formparameter aber ungenau ist. Dieses kann dadurch erklärt werden, dass dieser als Quotient der Verdrängungs- und Impulsverlustdicke gebildet wird und die Impulsverlustdicke in den $k - \omega$ Modellen überschätzt wurde. Dieses Ver-



(a) Wand-Funktion

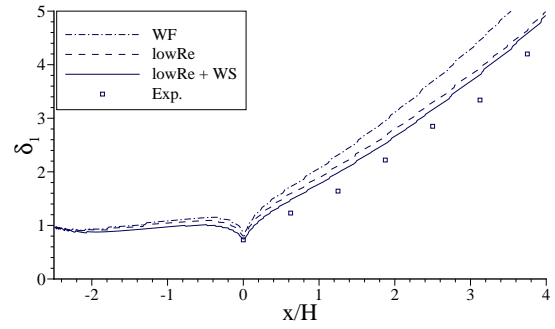
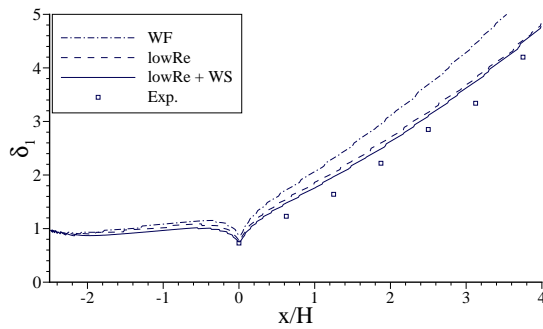
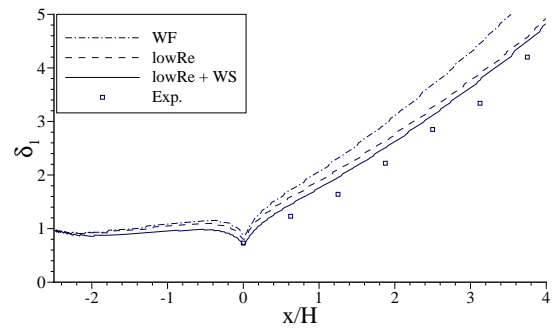
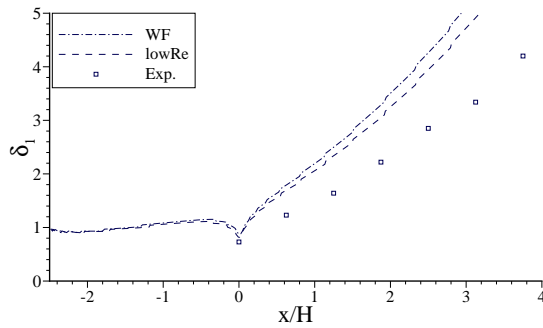
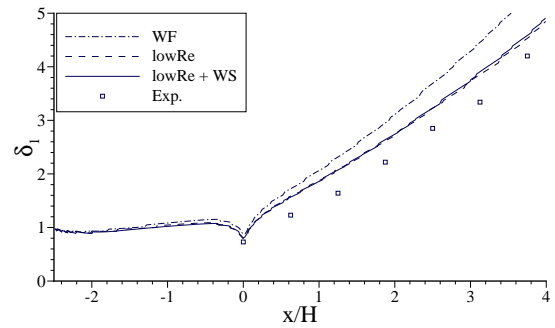
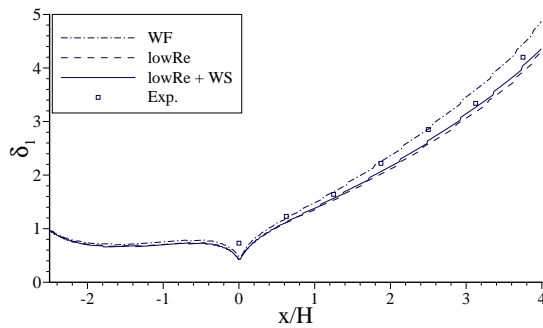
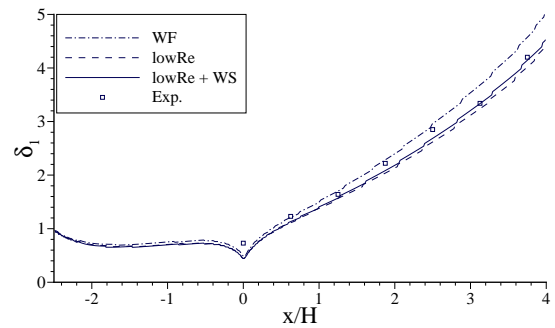
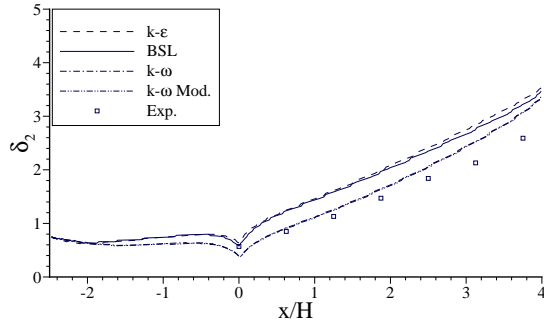

 (b) $k - \epsilon$ low-Reynolds Abid

 (c) $k - \epsilon$ low-Reynolds Chien

 (d) $k - \epsilon$ low-Reynolds Fan, Lakshminarayana und Barnett

 (e) $k - \epsilon$ low-Reynolds Lam-Bremhorst

 (f) $k - \epsilon$ low-Reynolds Launder-Sharma

 (g) $k - \omega$ low-Reynolds '88

 (h) $k - \omega$ low-Reynolds '98

Abbildung 4.12: Verlauf der Verdrängungsdicke in Strömungsrichtung



(a) Wand-Funktion

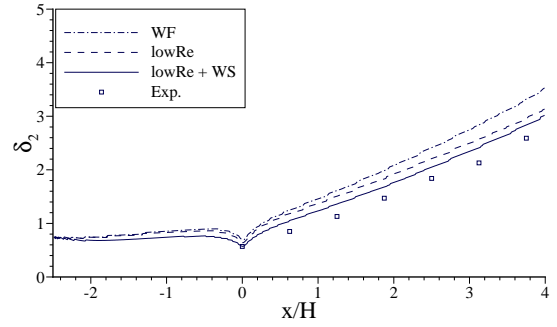
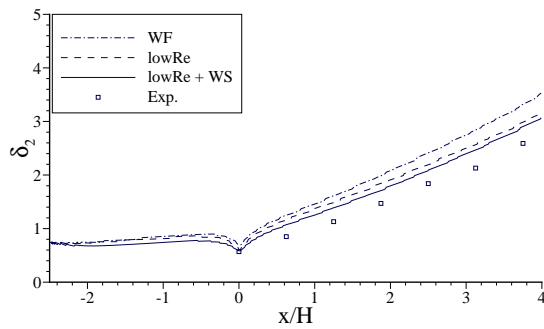
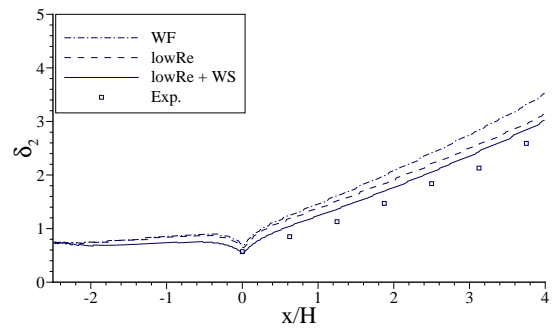
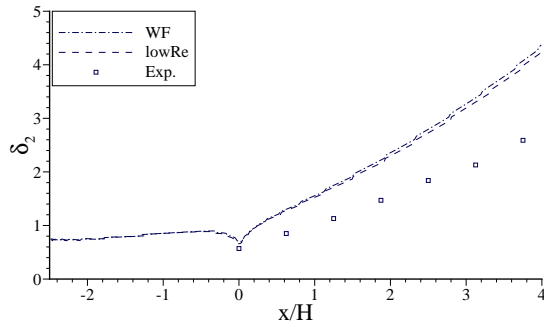
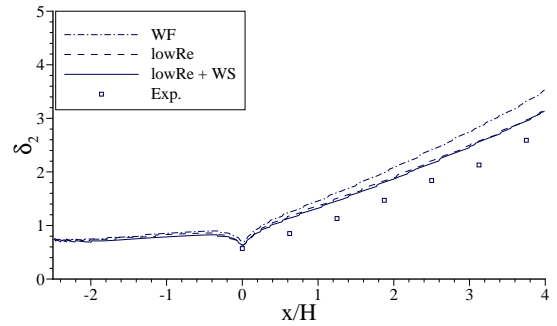
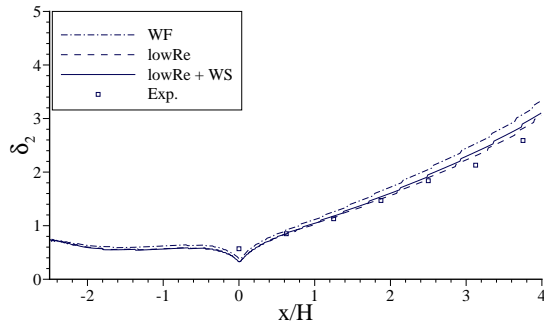
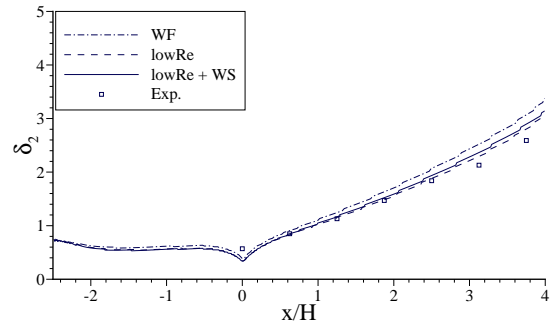
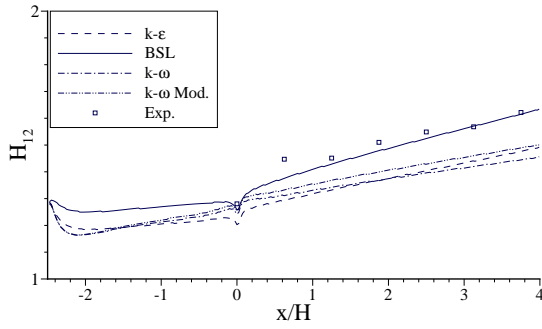

 (b) $k-\epsilon$ low-Reynolds Abid

 (c) $k-\epsilon$ low-Reynolds Chien

 (d) $k-\epsilon$ low-Reynolds Fan, Lakshminarayana und Barnett

 (e) $k-\epsilon$ low-Reynolds Lam-Bremhorst

 (f) $k-\epsilon$ low-Reynolds Launder-Sharma

 (g) $k-\omega$ low-Reynolds '88

 (h) $k-\omega$ low-Reynolds '98

Abbildung 4.13: Verlauf der Impulsverlustdicke in Strömungsrichtung



(a) Wand-Funktion

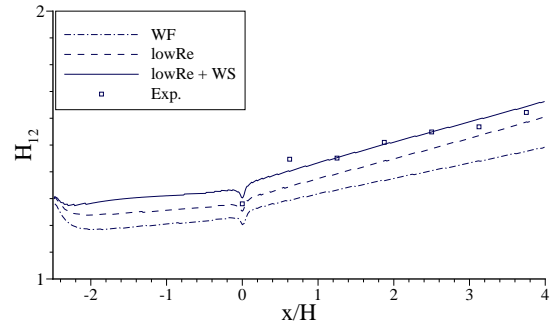
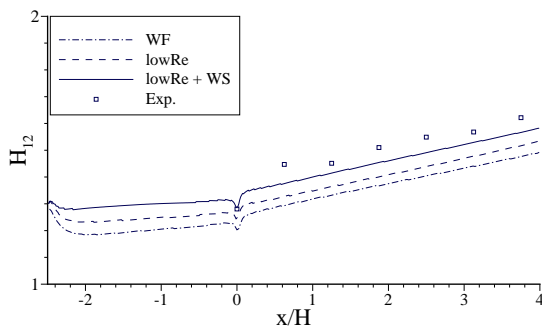
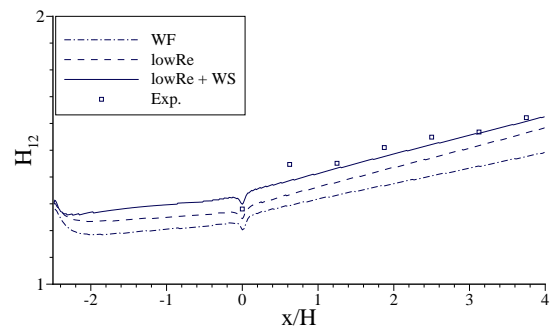
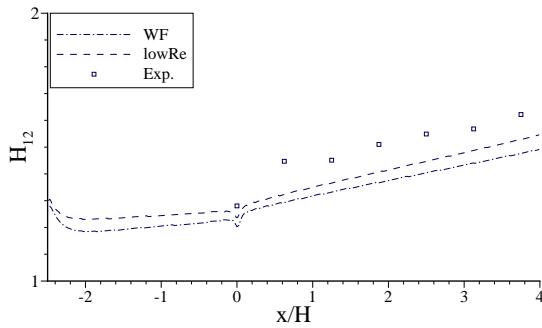
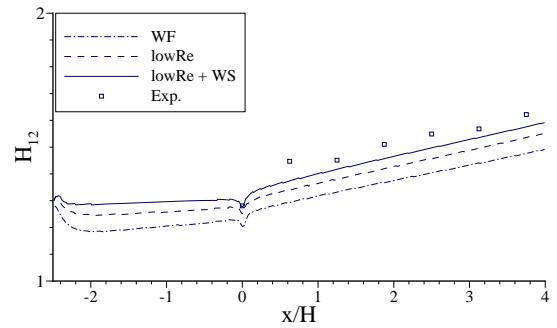
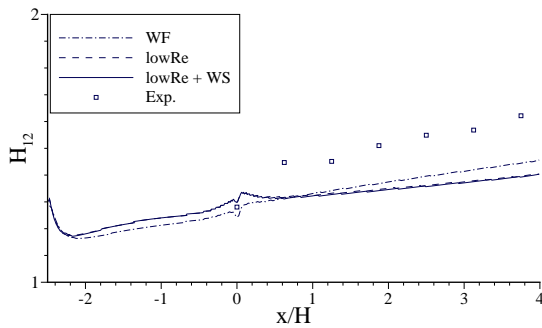
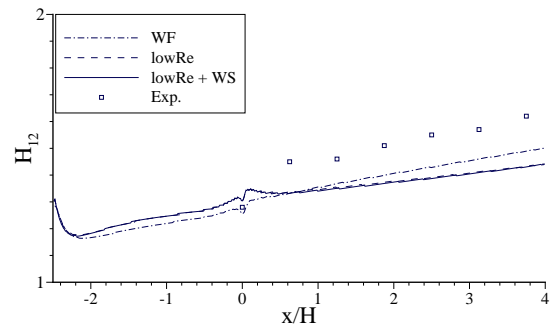

 (b) $k - \epsilon$ low-Reynolds Abid

 (c) $k - \epsilon$ low-Reynolds Chien

 (d) $k - \epsilon$ low-Reynolds Fan, Lakshminarayana und Barnett

 (e) $k - \epsilon$ low-Reynolds Lam-Bremhorst

 (f) $k - \epsilon$ low-Reynolds Launder-Sharma

 (g) $k - \omega$ low-Reynolds '88

 (h) $k - \omega$ low-Reynolds '98

Abbildung 4.14: Verlauf des Formparameters in Strömungsrichtung

	H_{12}						
$\frac{x}{w} =$	0,000	0,625	1,250	1,875	2,500	3,125	3,750
Wand-Funktion Modelle							
$k - \epsilon$	1,203	1,292	1,332	1,366	1,404	1,440	1,476
BSL	1,257	1,375	1,428	1,479	1,524	1,570	1,614
$k - \omega$	1,242	1,310	1,342	1,368	1,396	1,419	1,444
$k - \omega$ Mod.	1,254	1,332	1,368	1,399	1,428	1,460	1,489
low-Reynolds Modelle							
AB	1,253	1,344	1,392	1,441	1,486	1,535	1,585
AB+WS	1,302	1,401	1,452	1,502	1,548	1,597	1,643
CH	1,247	1,327	1,364	1,400	1,439	1,478	1,516
CH+WS	1,285	1,375	1,414	1,454	1,490	1,529	1,566
FLB	1,244	1,333	1,380	1,427	1,470	1,517	1,565
FLB+WS	1,298	1,386	1,433	1,476	1,521	1,563	1,607
LB	1,236	1,323	1,365	1,407	1,446	1,487	1,529
LSH	1,251	1,338	1,379	1,419	1,456	1,495	1,536
LSH+WS	1,276	1,374	1,417	1,456	1,497	1,535	1,575
W88LR	1,298	1,317	1,332	1,346	1,360	1,378	1,395
W88LR+WS	1,298	1,316	1,327	1,341	1,356	1,375	1,392
W98LR	1,303	1,337	1,351	1,373	1,390	1,412	1,432
W98LR+WS	1,303	1,331	1,350	1,368	1,387	1,409	1,430

Tabelle 4.6: Formparameterabweichung (H_{12}) [%]

halten der $k - \epsilon$ Modelle kann durch die Verwendung der Wang-Stoffel Modifikation verbessert werden.

4.1.6 Druckbeiwert

Die Druckbeiwerte (C_p) wurden durch die Gleichung (2.20) berechnet, wobei als Referenzpunkt der Diffusor Anfang gewählt wurde. In Tabelle 4.7 sind die experimentellen Ergebnisse so wie die berechneten Druckbeiwerte für die sieben Messebenen zusammengefasst. Der Tabelle ist zu entnehmen, dass die Ergebnisse der betrachteten Turbulenzmodelle fast identisch sind. Anders als bei den in den vorherigen Kapiteln betrachteten Werten liefert keines der Modelle bei der Betrachtung der Druckrückgewinnung bei Strömungen durch Kanaldiffusoren ohne Ablöseblase einen Vorteil.

Da die berechneten Druckverläufe keine großen Abweichungen aufweisen, wurden in Abbildung 4.15(a) die experimentellen Ergebnisse beispielhaft mit denen des $k - \omega$ -98 Modells mit der Modifikation nach Wang-Stoffel dargestellt. Die Abbildung 4.15(b) zeigt die prozentuale Abweichung der einzelnen Turbulenzmodelle im Vergleich

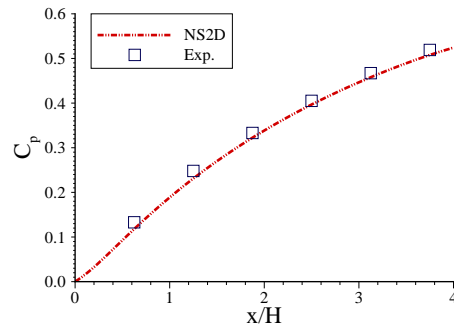
$\frac{x}{H} =$	C_p						
	0,000	0,625	1,250	1,875	2,500	3,125	3,750
Experimentell Dateien							
	0,000	0,133	0,248	0,333	0,405	0,467	0,519
Wand-Funktion Modelle							
$k - \epsilon$	0,000	0,113	0,221	0,308	0,378	0,435	0,482
BSL	0,000	0,114	0,224	0,312	0,383	0,442	0,490
$k - \omega$	0,000	0,119	0,232	0,323	0,397	0,458	0,508
$k - \omega$ Mod.	0,000	0,119	0,232	0,322	0,396	0,457	0,506
low-Reynolds Modelle							
AB	0,000	0,113	0,221	0,308	0,378	0,435	0,482
AB+WS	0,000	0,114	0,223	0,310	0,381	0,438	0,485
CH	0,000	0,114	0,223	0,311	0,382	0,439	0,487
CH+WS	0,000	0,114	0,224	0,312	0,383	0,441	0,489
FLB	0,000	0,113	0,222	0,309	0,379	0,436	0,483
FLB+WS	0,000	0,114	0,223	0,311	0,381	0,439	0,486
LB	0,000	0,113	0,222	0,309	0,379	0,436	0,483
LSH	0,000	0,114	0,223	0,310	0,381	0,438	0,486
LSH+WS	0,000	0,113	0,222	0,309	0,380	0,438	0,485
W88LR	0,000	0,119	0,233	0,324	0,399	0,461	0,511
W88LR+WS	0,000	0,118	0,231	0,323	0,397	0,459	0,509
W98LR	0,000	0,119	0,232	0,324	0,398	0,459	0,509
W98LR+WS	0,000	0,117	0,231	0,322	0,396	0,457	0,507

Tabelle 4.7: Druckbeiwertverlauf (C_p)

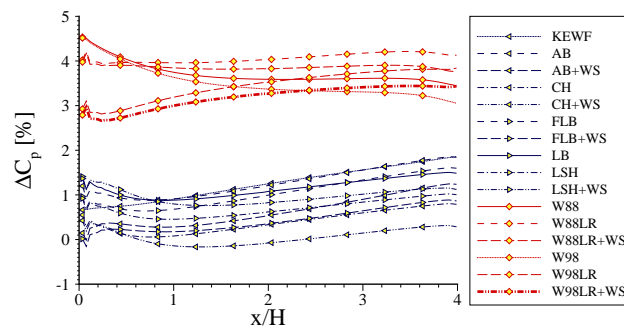
zu dem BSL-Modells von Menter. Hierbei sind deutlich zwei, von der Wandbehandlung unabhängige, Gruppierungen zu sehen: Die $k - \epsilon$ - und die $k - \omega$ -basierten Modelle. Auffällig ist, dass alle $k - \epsilon$ -Modelle näher an den Werten des BSL-Modells liegen als die $k - \omega$ -Modelle. Bei Berechnungen ist eine leichte Unterschätzung des Druckbeiwertes als besser zu betrachten, so dass gesagt werden kann, dass die $k - \omega$ -Modelle die Energieumwandlung leicht besser beschreiben als die $k - \epsilon$ -Modelle.

4.1.7 Fazit für den beidseitig erweiternden Diffusor ohne Ablösung

In diesem Abschnitt wurde der beidseitig erweiternde Diffusor ohne Ablösung anhand verschiedener RANS Modelle auf die Qualität der numerischen Ergebnisse untersucht. Hierfür wurden verschiedene lineare Turbulenzmodelle betrachtet und die Ergebnisse der Geschwindigkeitsverteilung, der Grenzschichtdicke und des Druckbeiwertes mit den experimentellen Ergebnissen von **Schoeiri** [50] verglichen. Die Ergebnisse die-



(a) in Strömungsrichtung



(b) im Vergleich zu BSL

Abbildung 4.15: Verlauf des Druckbeiwertes (C_p)

ses Abschnittes zeigen, dass für eine ablösefreie Strömung durch einen beidseitig erweiternden Diffusor folgende Modelle am besten geeignet sind:

- das Standard $k - \omega$ Modell,
- das BSL-Modell von Menter,
- das $k - \epsilon$ low Reynolds Modell von Abid,
- das $k - \epsilon$ low Reynolds Modell von Launder-Sharma,
- das $k - \omega$ low Reynolds Modell '98.

Des Weiteren wurden auch die Modifikation des Produktionsterms nach Kato-Launder und die Modifikation nach Wang-Stoffel untersucht. Deren Einfluss auf die Ergebnisse wurde meist als positiv bewertet. Aus diesem Grund werden diese Modifikationen für alle weiteren Berechnungen mit den low-Reynolds Modellen im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendet.

4.2 Einseitig erweiternde Kanaldiffusoren mit Ablösung

4.2.1 Beschreibung der Geometrien

Im nächsten Schritt dieser Arbeit wurden die ausgewählten Turbulenzmodelle mit experimentellen Untersuchungen verglichen. Die experimentellen Untersuchungen wurden von **Makiola** [31] an einem Kanal mit einseitiger Erweiterung am Institut für Hydromechanik der Universität Karlsruhe durchgeführt. Der Fehler der gemessenen Geschwindigkeit liegt unter 1%, die Temperaturstabilität liegt bei $\Delta T < 1 [K]$. Die gemessenen Strömungen dieser Arbeit beschränken sich auf einen Reynoldszahlbereich von $Re = 5 \cdot 10^3$ bis $Re = 6,4 \cdot 10^4$, der Stufenwinkel variiert zwischen $\alpha = \frac{\pi}{18}$ und $\alpha = \frac{\pi}{2}$.

In Abbildung 4.16 sind die experimentell untersuchte sowie simulierte Diffusorkonfiguration mit einer Expansionsrate von $ER = 2$ und einem Flächenverhältnis von $AR = 2$ schematisch dargestellt. Zusätzlich sind das verwendete Koordinatensystem mit seinem Ursprung sowie die Definition des Öffnungswinkels (α), die Vor- und Nachkanalhöhe, die Kanalbreite (B), die Kanallänge (L) und die Länge vor der Stufenanfang (l) zu erkennen. Aufgrund der räumlichen Ausdehnung B gibt es praktisch keinen Einfluss der Seitenwände wonach die Strömung in Mittelschnitt ($z = 0$) als zweidimensional angenommen werden kann. Demnach wird die Geschwindigkeit und Turbulenz in einem 2D-Schnitt berechnet. Aufgrund der Zweidimensionalität wurden die Messungen in der Ebene $z = 0$ durchgeführt, die Simulationen beziehen sich auf die entsprechende Messebene. Als Beispiel ist ein simulierter einseitiger, geöffneter Diffusor mit seinem Geschwindigkeitsfeld und einer Ablöseblase in Abbildung 4.17 dargestellt.

Die untersuchten einseitig erweiternden Diffusoren werden für drei Reynoldszahlen ($Re = \{15 \cdot 10^3, 47 \cdot 10^3, 64 \cdot 10^3\}$), und sechs Variationen des Öffnungswinkel

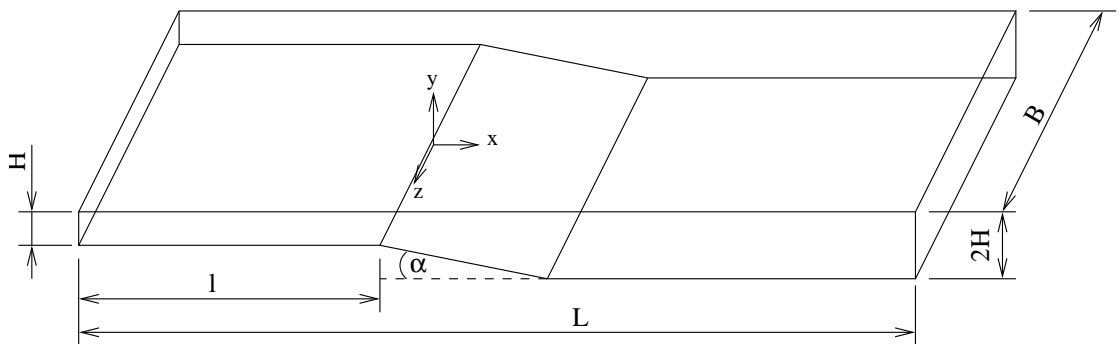


Abbildung 4.16: Einseitig erweiternde Diffusorgeometrie

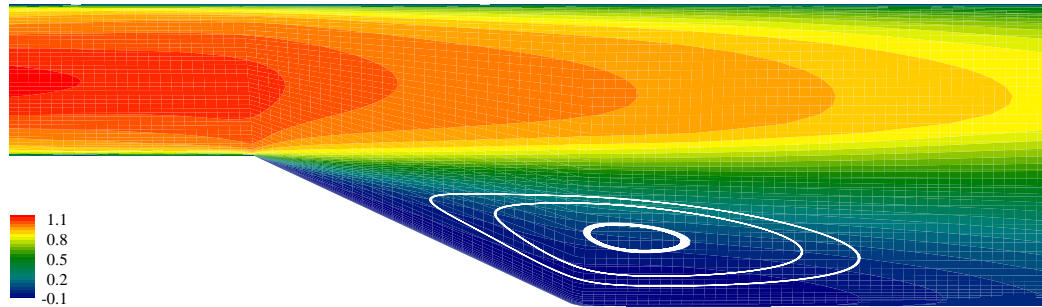


Abbildung 4.17: Normiertes Felde der Axialgeschwindigkeit

$\left(\alpha = \left\{ \frac{\pi}{18}, \frac{\pi}{12}, \frac{\pi}{9}, \frac{5\pi}{36}, \frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{4} \right\}\right)$ berechnet, und es werden fünf verschiedene Turbulenzmodelle bei je drei Zellendichten verwendet. Zum Vergleich zwischen den Experimenten und den Simulationen der einseitig erweiternden Diffusoren wurden die Wirbeleigenschaften, Geschwindigkeitsprofile, und das Turbulenzniveau herangezogen.

4.2.2 Untersuchung der Gitterunabhängigkeit

Die Untersuchung der Gitterunabhängigkeit wurde an drei verschiedenen Gittern durchgeführt. Diese Gitter bestanden jeweils aus mehreren Blöcken. In Tabelle 4.8 sind sowohl die Anzahl der Zellen als auch die Knotenanzahl in axialer- (\hat{i}) sowie in Querrichtung (\hat{j}) zur Hauptströmung zusammengefasst.

Wie in Kapitel 4.1 für den „beidseitig erweiternden Kanaldiffusor“ beschrieben, wird zuerst der Einfluss der Gitter auf die Simulationsergebnisse untersucht. Tabelle 4.9 fasst den Abweichungsbereich für die diversen Öffnungswinkel und die unterschied-

Wand-Behandlung	y^+	Blöcke Anzahl	Dimension der Blöcke		Zellen Anzahl
			\hat{i}	\hat{j}	
low-Reynolds	0,1	6	225 x 129		174.150
	1	5	225 x 111		124.875
	10	5	225 x 97		109.125
Wand-Funktion	20	2	287 x 87		49.938
	27	2	287 x 70		40.180
	35	2	287 x 68		39.032

Tabelle 4.8: Dimensionen der untersuchten Gitter für den einseitig erweiternder Diffusor

Re	Feiner Gitter			Grober Gitter		
	u_x [%]	u_y [%]	Tu [%]	u_x [%]	u_y [%]	Tu [%]
Wand-Funktion Modelle						
BSL						
$15 \cdot 10^3$	0,226–0,591	0,015–0,049	0,015–0,030	1,049–2,073	0,099–0,196	0,039–0,102
$47 \cdot 10^3$	0,389–0,801	0,019–0,045	0,018–0,033	0,675–1,685	0,046–0,123	0,033–0,095
$64 \cdot 10^3$	0,316–0,567	0,013–0,049	0,012–0,036	1,133–2,039	0,142–0,234	0,067–0,099
W88WF						
$15 \cdot 10^3$	0,161–0,404	0,011–0,042	0,013–0,032	0,613–0,820	0,054–0,133	0,038–0,072
$47 \cdot 10^3$	0,313–0,726	0,015–0,051	0,015–0,037	0,342–1,724	0,018–0,202	0,014–0,086
$64 \cdot 10^3$	0,261–1,228	0,011–0,103	0,010–0,020	1,167–2,326	0,099–0,356	0,049–0,175
low-Reynolds Modelle						
AB						
$15 \cdot 10^3$	1,350–2,127	0,272–0,939	0,080–0,253	1,369–2,308	0,307–1,400	0,163–0,286
$47 \cdot 10^3$	1,100–1,359	0,159–0,288	0,042–0,058	1,984–2,023	0,362–1,172	0,210–0,324
$64 \cdot 10^3$	1,835–2,701	0,244–1,058	0,078–0,150	1,223–2,034	0,332–1,173	0,083–0,165
LSH + WS						
$15 \cdot 10^3$	1,026–1,548	0,491–1,280	0,076–0,265	1,489–1,703	0,174–1,265	0,168–0,296
$47 \cdot 10^3$	1,269–2,175	0,145–0,239	0,066–0,127	1,627–2,527	0,291–0,997	0,116–0,289
$64 \cdot 10^3$	1,381–1,568	0,292–0,815	0,113–0,156	1,583–2,393	0,384–1,045	0,152–0,247
W98LR + WS						
$15 \cdot 10^3$	0,670–1,032	0,085–0,275	0,051–0,073	0,902–1,419	0,131–0,319	0,054–0,092
$47 \cdot 10^3$	0,878–1,600	0,181–0,325	0,053–0,097	1,308–1,968	0,244–0,456	0,091–0,115
$64 \cdot 10^3$	0,964–1,533	0,229–0,669	0,090–0,132	1,998–2,396	0,287–0,852	0,115–0,207

Tabelle 4.9: Abweichungen berechneter Variablen für verschieden feine Gitter bei dem einseitig erweiternden Diffusor

lich feinen Gitter zusammen, wobei das Gitter mit der mittleren Zellendichte als Referenz gilt. Es wurden keine großen Unterschiede zwischen den Ergebnissen für die verschiedenen Gitter gefunden, deswegen wird der Einfluss der variierten Wandparameter als minimal eingestuft. Es ist interessant zu sehen, dass eine „große Abweichung“ bei der Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung entsteht, wenn der einseitig erweiternde Diffusor eine starke Ablösung besitzt.

Wenn man die Abweichungen für die nicht abgelöste Strömung (Tabelle 4.2) beobachtet, dann ist der Einfluss der Gitterfeinheit auf die Querkomponente der Geschwindigkeit (u_y) relativ gering, während dieser bei abgelöster Strömung im Vergleich zur nicht abgelösten größer wird. Dieses Verhalten steigert sich bei den empfindlichen low-Reynolds Wandbehandlungen aufgrund der Krümmung der Wandschubspannungskurve entlang des Diffusors. In Anbetracht der relativ geringen Unterschiede in den Si-

$\alpha =$	$Re = 15 \cdot 10^3$					$Re = 47 \cdot 10^3$					$Re = 64 \cdot 10^3$				
	$\frac{\pi}{12}$	$\frac{\pi}{9}$	$\frac{5\pi}{36}$	$\frac{\pi}{6}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{12}$	$\frac{\pi}{9}$	$\frac{5\pi}{36}$	$\frac{\pi}{6}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{12}$	$\frac{\pi}{9}$	$\frac{5\pi}{36}$	$\frac{\pi}{6}$	$\frac{\pi}{4}$
Exp.	4,4	5,8	7,1	7,4	7,8	4,9	5,7	7,3	7,7	8,0	4,7	5,7	7,1	7,4	7,9
BSL	3,9	5,2	5,6	5,9	6,8	4,1	4,6	5,1	5,5	6,1	4,7	5,1	5,5	5,8	6,4
W88WF	4,2	5,2	5,8	6,1	7,5	3,8	4,5	6,4	6,0	7,0	5,0	6,1	6,7	7,1	8,1
AB	7,4	7,7	7,9	8,0	8,3	4,8	5,9	7,2	7,8	8,4	4,7	6,1	7,1	7,2	7,5
LSH	—	4,4	5,6	6,3	7,1	—	4,3	5,5	6,3	6,8	—	4,9	5,2	5,5	6,0
W98LR	5,8	6,2	7,0	7,2	8,0	4,9	6,1	7,3	7,6	8,4	5,1	6,5	7,2	7,5	8,2

Tabelle 4.10: Wiederanlegelänge ($\frac{x_R}{H}$) für die verschiedenen Konfigurationen und Turbulenzmodelle

mulationsergebnissen kann man sagen, dass die simulierte Strömung praktisch nicht von den gewählten Gittern abhängt. Deswegen wird das mittlere Gitter für die nachfolgenden Simulationen weiter verwendet.

4.2.3 Kontur der Ablöseblase

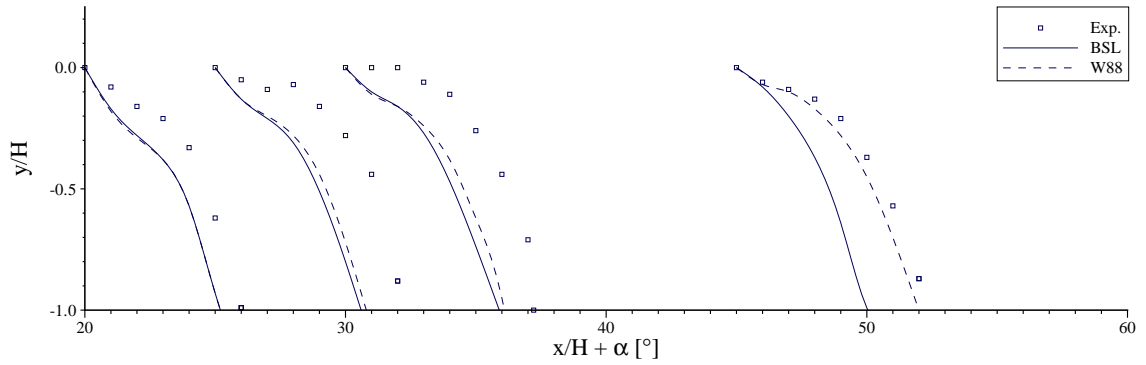
Zur Überprüfung der Turbulenzmodelle wurde zunächst eine geometrische Analyse der Ergebnisse durchgeführt. Die Beurteilung wurde mittels der Kontur des Ablösegebiets und des Wiederanlegepunktes (x_R) ausgeführt. Das Ablösegebiet wird durch eine Trennstromlinie begrenzt. Die Begrenzung wurde als konstanter Wert $\psi = 0$ der Stromfunktion in Gleichung (4.1) bestimmt.

$$\psi(y) = \int_{y_u}^{y_0} u(y) \partial y \quad (4.1)$$

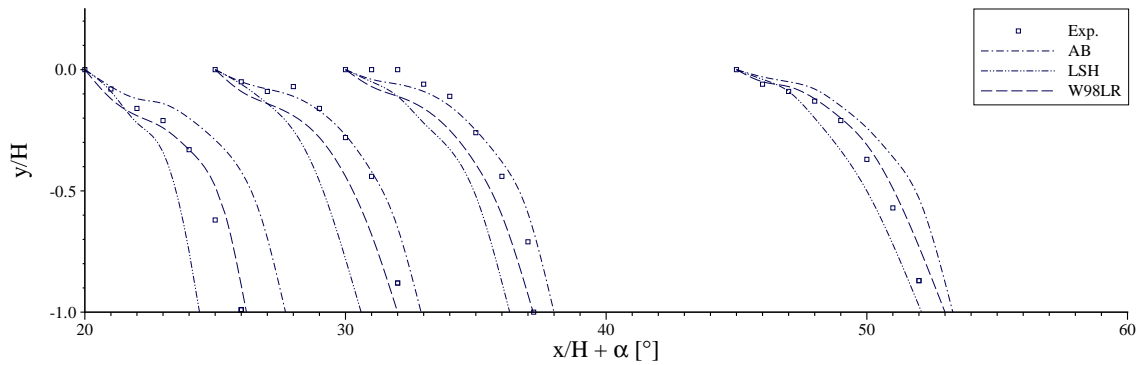
Der Abstand x_R wird als der Punkt nach der Stufenkante bestimmt, wo die Trennstromlinie zum ersten mal wieder die untere Wand trifft.

Im Abbildung 4.18 werden die Konturen der Ablöseblase einer Strömung bei einer Reynoldszahl von $Re = 15 \cdot 10^3$ illustriert. Es sind alle simulierten Öffnungswinkel ab $\alpha = \frac{\pi}{9}$ dargestellt und um den Abstand der entsprechenden Neigung verschoben, während die Wiederanlegelängen für die drei verschiedenen Reynoldszahlen in Tabelle 4.10 zusammengefasst sind.

Eine qualitative Untersuchung des Ablöseblasenverlaufs zeigt, dass das Hybrid Modell BSL die Größe der Ablöseblase stark unterschätzt. Dies wird für die restlichen Simulationen beachtet, weil die Längen der Ablöseblase aus den Berechnungen immer unter den experimentellen Werten liegen. In ähnlicher Weise wurde das Verhalten bei den anderen untersuchten Turbulenzmodellen mit



(a) Wand-Funktion



(b) low-Reynolds

Abbildung 4.18: Ablöseblasenkontur für $Re = 15 \cdot 10^3$

Wand-Funktion als Wandbehandlung (st. $k - \omega$) gefunden. Das reine $k - \omega$ -Modell sagt für den kleinsten Öffnungswinkel fast die gleiche Größe der Blase wie das BSL-Modell vorher. Die Prognose des Ablöseverhaltens verbessert sich in dem Maße, wie der Öffnungswinkel bis $\alpha = \frac{\pi}{2}$ zunimmt.

Genau wie das $k - \omega$ -Modell liefert auch das low-Reynolds $k - \epsilon$ Launder-Sharma Modell eine schlechte Vorhersage der Ablöseblase, wobei dessen Vorhersagefähigkeit mit größerem Öffnungswinkel offensichtlich besser wird; das schlechteste Ergebnis wird bei $\alpha = \frac{\pi}{12}$ geliefert, wo keine Ablöseblase vorhergesagt wird.

Die am besten geeigneten Turbulenzmodelle in Bezug auf die Ablöseblase sind das low-Reynolds $k - \omega$ Modell und das low-Reynolds $k - \epsilon$ Modell von Abid. Das low-Reynolds $k - \omega$ Modell liefert die genauesten Ergebnisse für den mittleren Öffnungswinkel, wobei gleichzeitig das low-Reynolds $k - \epsilon$ Modell von Abid die Länge der Blase überschätzt.

4.2.4 Vergleich der Geschwindigkeitsprofile

Im Abbildung 4.19 werden die Geschwindigkeitsprofile für die Reynoldszahl $Re = 47 \cdot 10^3$ in der Messebene $\frac{x}{H} = 5$ dargestellt. Hierbei werden Ergebnisse für verschiedene Öffnungswinkel abgebildet, wobei der Ursprung der skalierten Profile in Beziehung zu dem entsprechenden Stufenwinkel gesetzt ist. Zusätzlich zur qualitativen Einschätzung in Abbildung 4.19 kann eine quantitative Beurteilung der Abweichung der Simulationsergebnisse von den gemessenen Profilen mittels der Methode der Fehlerquadrate erfolgen. Diese Abweichungen wurden im Tabelle 4.11 zusammengefasst.

Bei den Experimenten wurde für einen Öffnungswinkel $\alpha = \frac{\pi}{36}$ keine Ablösung gefunden, bei dieser Wandneigung passt die Vorhersage der Launder-Sharma Modell am besten zu dem Versuchsergebnis. Sonderbar ist, dass sich die Modellprognose bei die beiden nächstgrößeren Öffnungswinkel verschlechtert, während bei die darauf folgenden noch größeren Öffnungswinkel noch annehmbare Ergebnisse geliefert werden.

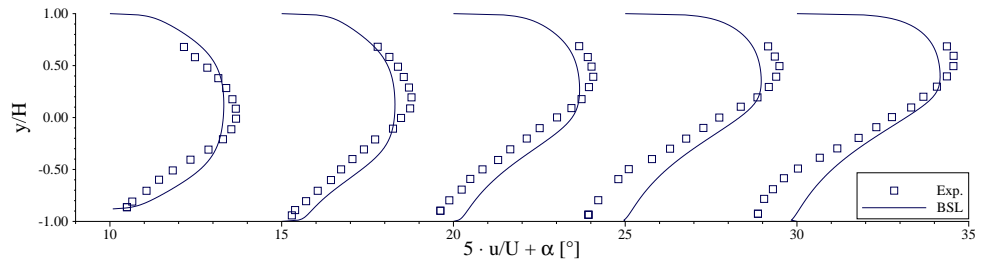
Im Gegensatz zum Launder-Sharma Modell ist die Tendenz bei den aus dem Abid Modell resultierenden Ergebnisse entgegengesetzt: dieses Modell liefert ein sehr gutes Geschwindigkeitsprofil für die nicht abgelöste Strömung, jedoch schlechte Vorhersagen bei abgelöster Strömung. Dies ist ein klarer Hinweis auf den Einfluss der gewählten Dämpfungsfunktionen (in den Tabellen 3.3 und 3.4) auf die wandnahe Strömung.

Ein Vorteile der low-Reynolds Behandlung zeigt sich für die $k - \omega$ -Varianten nur in Wandnähe. Wegen die innerliche Schwäche der $k - \omega$ -Formulierung wurde keine harmonische Entwicklung der Geschwindigkeitsprofil erlaubt. Nichtdestoweniger, sind die low-Reynolds $k - \omega$ -Formulierungen die zweitbesten in Bezug auf ihre mathematische Einschätzung.

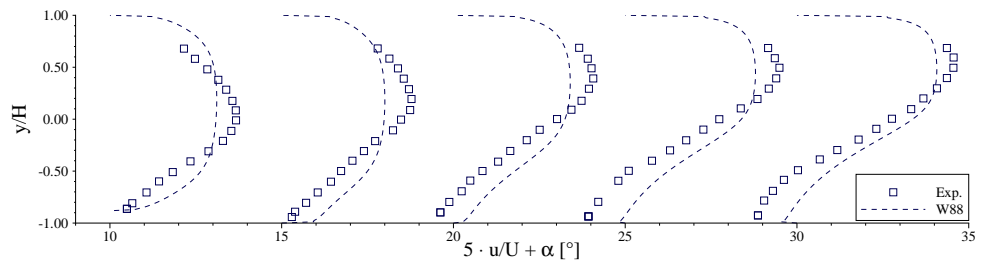
Wie erwartet zeigen die Ergebnisse mit den Wandfunktionsmodellen weder analytische noch optische Vorteile. Obwohl die Abweichungen zu den experimentellen Werten

α	$\frac{\pi}{12}$	$\frac{\pi}{9}$	$\frac{5\pi}{36}$	$\frac{\pi}{6}$	$\frac{\pi}{4}$
BSL	0,45	0,58	0,57	0,76	0,70
W88	0,56	0,66	0,72	0,80	0,74
AB	1,04	0,39	0,34	0,41	0,31
LSH	0,31	0,86	1,09	0,87	0,61
W98LR	0,57	0,44	0,46	0,53	0,54

Tabelle 4.11: Abweichung $\left[\frac{m}{s}\right]$ der Numerik zum Experiment



(a) BSL



(b) W88

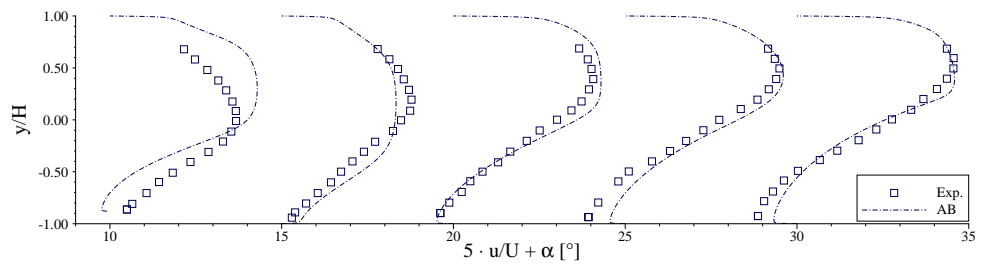
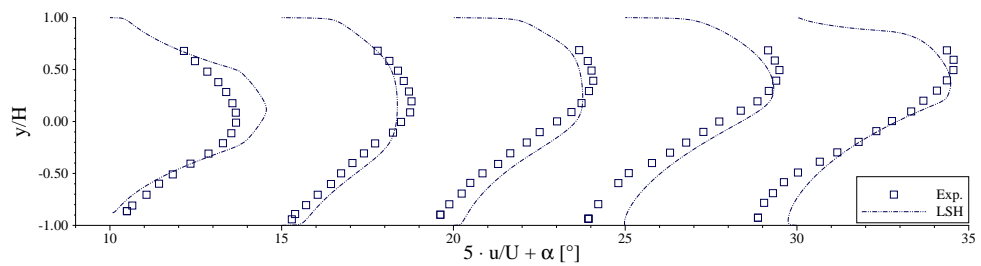
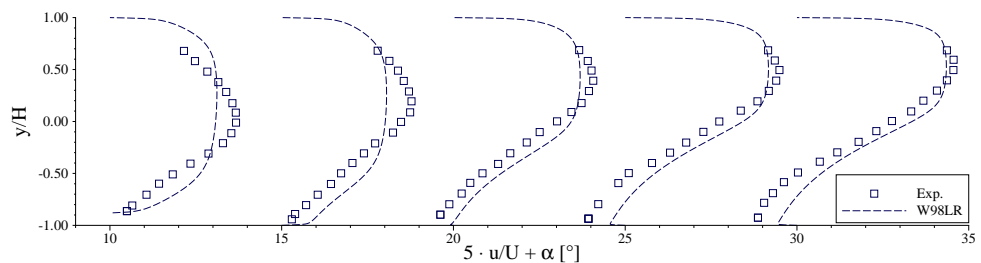

 (c) low-Reynolds $k - \epsilon$ Abid

 (d) low-Reynolds $k - \epsilon$ Launder-Sharma

 (e) low-Reynolds $k - \omega$

 Abbildung 4.19: Profilverläufe der normierten Geschwindigkeit ($\frac{u}{U}$) für verschiedene Stufenwinkel an Kanalposition $\frac{x}{H} = 5$ bei $Re = 47 \cdot 10^3$

Modell	BSL	W88	AB	LSH	W98LR
RMS-Abweichung	6,85	7,40	3,00	7,10	3,74

Tabelle 4.12: Abweichung der maximalen negativen Rückströmgeschwindigkeit

noch unter dem wünschenswerten Wert von $1 \left[\frac{m}{s}\right]$ bleiben, zeigt die Abbildung 4.19 in geringem Maße eine Tendenz der Simulationsergebnisse zur Rückströmung.

Eine wichtige Anforderung an ein Turbulenzmodell für die Anwendung bei Diffusoren besteht darin, das Auftreten einer Ablösung und Rückströmung zuverlässig zu prognostizieren. Die hängt auch damit zusammen, dass aus Kontinuitätsgründen die maximale Strömungsgeschwindigkeit umso größer wird, je größer die maximale (negative) Rückströmgeschwindigkeit ist. Beispielweise stellen die Profile aus dem $k - \epsilon$ -Abid-Modell in Abbildung 4.19 die spitzeste Kurve von allen Turbulenzmodellen dar, verbunden mit einem Bereich negativer Geschwindigkeit nahe der unteren Wand.

In Abbildung 4.20 wurden die maximalen negativen Werte der Rückströmgeschwindigkeit entlang des Diffusors in Strömungsrichtung dargestellt. Die Abweichungen sind in Tabelle 4.11 dargestellt. Die Strömung wird durch ein Reynoldszahl von $Re = 15 \cdot 10^3$ charakterisiert, und der Diffusor wurde mit einem Stufenwinkel von $\alpha = \frac{5\pi}{36}$ konfiguriert. Aufmerksamkeit erregt die Genauigkeit ($\Delta \approx 0,5 - 1,0$) von allen untersuchten Turbulenzmodellen, die entlang des Diffusors schnell nachlässt.

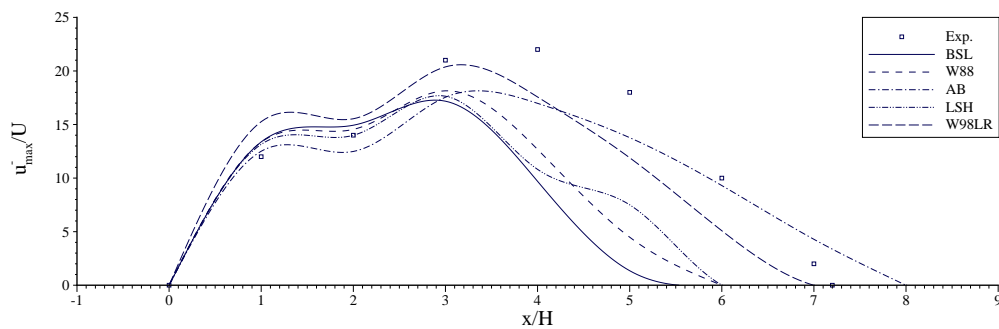


Abbildung 4.20: Profilverläufe der maximalen negativen Rückströmgeschwindigkeit

4.2.5 Vergleich der Turbulenz

Gemessene Turbulenzdaten sind für zwölf Messebenen verfügbar: elf Ebenen werden vom Diffusor Anfang ($\frac{x}{H} = 0$) aus mit einem Abstand von jeweils der Höhe des Kanaleintritts bestimmt; die zwölfte Messebene befindet sich bei einer Entfernung von $\frac{x}{H} = 15$ von der Stufenkante. Der Verlauf des Turbulenzgrads in den ersten sieben plus der letzten Messebene sind in Abbildung 4.21 für vier Öffnungswinkel ($\alpha = \{\frac{\pi}{18}; \frac{\pi}{12}; \frac{\pi}{9}; \frac{5\pi}{36}\}$) dargestellt.

Man kann im hoch turbulenten Gebiet sehen, dass kein Modell befriedigende Ergebnisse liefert. Dieses merkwürdige Verhalten erklärt sich durch die innere vorausgesetzte Isotropie der Turbulenz bei RANS-Modellen. Insbesondere innerhalb der Grenzschicht ist die Spannungsverteilung ungefähr entsprechend einer Aufteilung $\overline{u'u'} \approx 60\%$, $\overline{v'v'} \approx 30\%$, und $\overline{w'w'} \approx 10\%$ verteilt [51]. Nach dem Boussinesq-Ansatz, wird die turbulente kinetische Energie oft wie folgt modelliert,

$$k = \overline{u'u'} = \sqrt{\frac{u'^2 + v'^2 + w'^2}{3}} \quad (4.2)$$

Dies gilt nur bei Isotropie oder Freiströmungen; ohne Korrekturen wird die Turbulenz bis zu 50% unterschätzt. Dennoch ist eine deutliche Tendenz der simulierten Turbulenz-Profile in Richtung der experimentellen Daten zu erkennen.

In den abgelösteten Bereichen werden von allen Turbulenzmodellen gute Ergebnisse an der unteren Seite des Kanals geliefert. Die beste Vorhersage resultiert aus der Launder-Sharma Variante getroffen.

4.2.6 Variation der Turbulenzintensität am Eintritt

Die abschließende Untersuchung dieses Kapitels gilt dem Einfluss der Turbulenzintensität am Eintritt des Kanal. Ein Stufenwinkel von $\alpha = \frac{\pi}{4}$ wurde für die vergleichbare Geometrie angenommen, die Strömung wurde durch einer Reynoldszahl von $Re = 64 \cdot 10^3$ charakterisiert. Neben dem bisher verwendeten Wert der Turbulenzintensitäten am Eintritt ($Tu = 2\%$) werden die Wurzel ($Tu = 1,4\%$) sowie das Quadrat ($Tu = 4\%$) dieses Wertes wie auch die hohen Werte $Tu = 8\%$, $Tu = 12\%$ und $Tu = 16\%$ am Eintritt vorgegeben.

Anhand der Wiederanlegelänge wurde die Auswirkung der Variation der Eintrittsturbulenz auf die Ergebnisse aus dem Turbulenzmodell von Abid analysiert. Die berechneten Konturen der Ablöseblase und deren Wiederanlegelänge sind

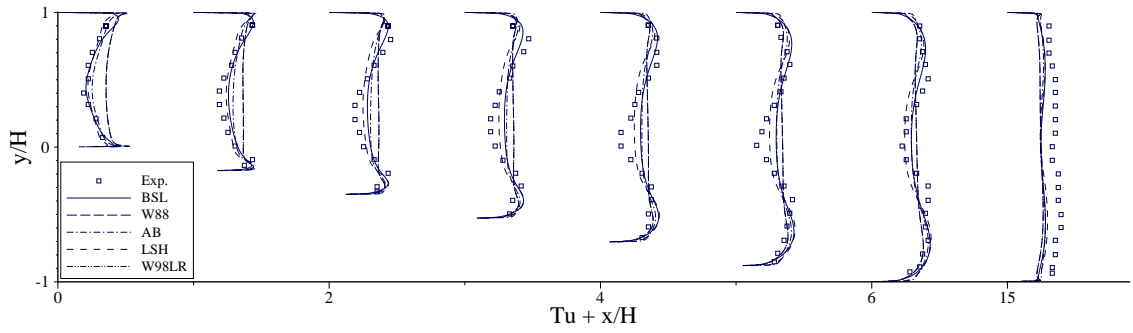
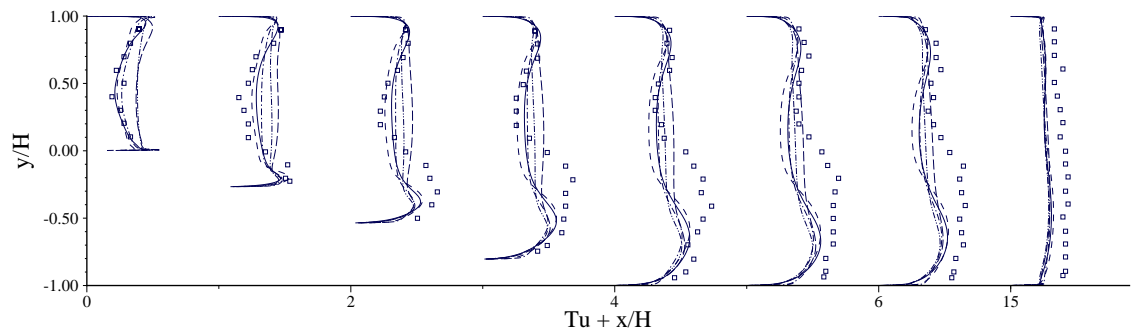
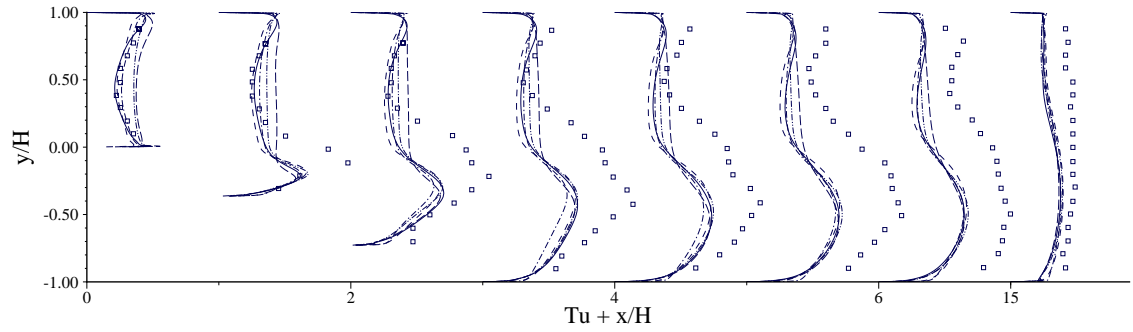
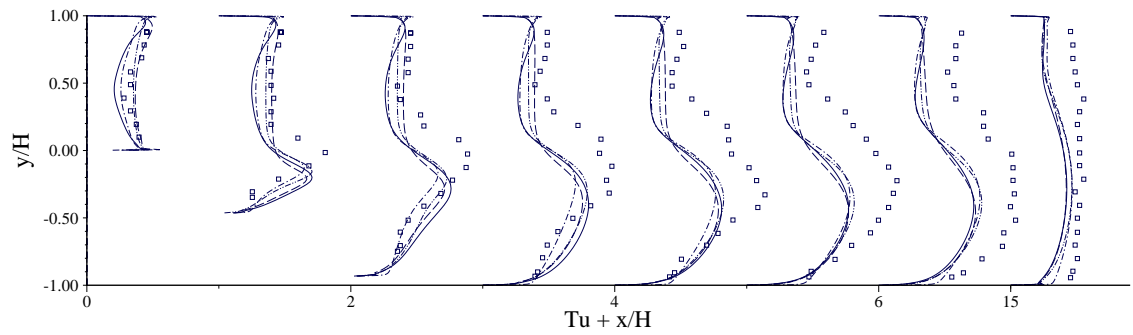

 (a) $\alpha = \frac{\pi}{18}$

 (b) $\alpha = \frac{\pi}{12}$

 (c) $\alpha = \frac{\pi}{9}$

 (d) $\alpha = \frac{5\pi}{36}$

 Abbildung 4.21: Verlauf des Turbulenzgrades für $Re = 47 \cdot 10^3$

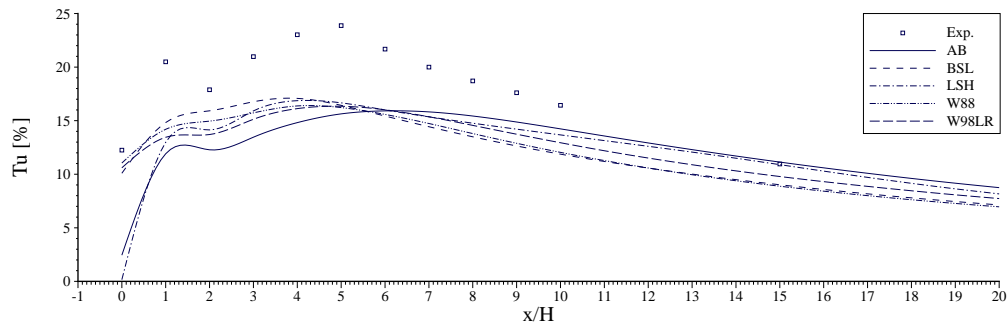


Abbildung 4.22: Verlauf der maximalen Turbulenzgrade (Tu) über $\frac{x}{H}$ bei $Re = 15 \cdot 10^3$ und $\alpha = 25^\circ$

in Abbildung 4.23 dargestellt, in der auch zum Vergleich die Wiederanlegelänge aus dem Experiment eingetragen ist. Man erkennt den erwarteten deutlichen Einfluss der Eintrittsturbulenz; je größer diese ist, desto kürzer ist die Ablöseblase.

In Kapitel 4.2.3 wurde deutlich, dass bei der Wandfunktionsbehandlung wie auch bei den low-Reynolds $k - \epsilon$ -Varianten die Länge der berechnete Ablöseblase immer kleiner ist als im Experiment. Andererseits liefert die kleinste am Eintritt vorgegebene Turbulenzintensität ($Tu = 1,4\%$) nur eine minimale Änderung der Blase, deshalb wurde die bisher vorgegebene Größe der Eintrittsturbulenz ($Tu = 2\%$) als sinnvoller Wert betrachtet.

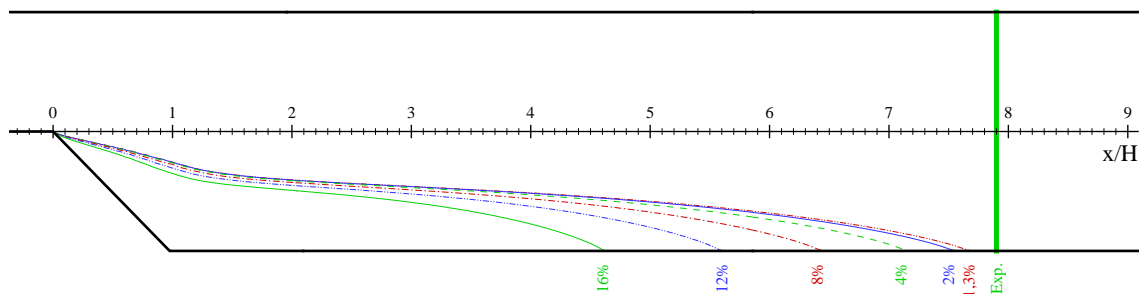


Abbildung 4.23: Variation der Turbulenzintensität am Eintritt

4.2.7 Fazit für 2-dimensionale Diffusoren

Mittels der bisherigen stationären Berechnungen wurden geeignete Turbulenzmodelle für Diffusorströmungen sowie die zweckmäßige Wahl von Randbedingungen ermittelt. Diese sind im Anschluss schematisch zusammengefasst:

- In Bezug auf die Wandbehandlung wurde die zweckmäßige dimensionslose Entwurfshöhe für die wandnächsten Gitterzellen erhalten: ein Wert von $y_1^+ = 20$ für die Modelle mit Wand-Funktion sowie $y_1^+ = 1$ für die low-Reynolds Modelle.
- Die berechneten Verläufe der Druckbeiwerte erscheinen annehmbar für alle linearen Turbulenzmodelle.
- Es wurde bestätigt, dass *a grosso modo* die $k - \epsilon$ -basierten Modelle ausreichend gute Ergebnisse im Freistrom liefern und die $k - \omega$ -basierte Modelle die Strömung in den Beschreibung den Grenzschichten besser vorhersagen.